



# Etudes théorique et expérimentale de la rétroinjection optique sur lasers à solide

Luc Kervevan

## ► To cite this version:

Luc Kervevan. Etudes théorique et expérimentale de la rétroinjection optique sur lasers à solide. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Caen, 2006. Français. NNT : . tel-00129610

**HAL Id: tel-00129610**

**<https://theses.hal.science/tel-00129610>**

Submitted on 8 Feb 2007

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITE DE CAEN/BASSE-NORMANDIE**

**UFR DES SCIENCES**

**Ecole Doctorale SIMEM (Structure, Information, Matière et Matériaux)**

**THESE**

présentée par

**Luc KERVEVAN**

et soutenue

le 19 décembre 2006

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE CAEN**

**Spécialité : Milieux dilués et Optique fondamentale**

(arrêté du 7 août 2006)

***Etudes théorique et expérimentale de la rétroinjection  
optique sur lasers à solide.***

**Jury :**

Directeur de thèse : Hervé GILLES, Professeur, Caen

T. Bosch, Professeur ENSEIHT, Toulouse	(rapporteur)
E. Lacot, Maître de conférences (HDR), Grenoble	(rapporteur)
S. Girard, Maître de conférences, Caen	(examineur)
K. Aït Ameer, Professeur, Caen	(examineur)
D. Gindre, Maître de conférences, Angers	(examineur)



**UNIVERSITE DE CAEN/BASSE-NORMANDIE**

**UFR DES SCIENCES**

**Ecole Doctorale SIMEM (Structure, Information, Matière et Matériaux)**

**THESE**

présentée par

**Luc KERVEVAN**

et soutenue

le 19 décembre 2006

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE CAEN**

**Spécialité : Milieux dilués et Optique fondamentale**

(arrêté du 7 août 2006)

***Etudes théorique et expérimentale de la rétroinjection  
optique sur lasers à solide.***

**Jury :**

Directeur de thèse : Hervé GILLES, Professeur, Caen

T. Bosch, Professeur ENSEIHT, Toulouse	(rapporteur)
E. Lacot, Maître de conférences (HDR), Grenoble	(rapporteur)
S. Girard, Maître de conférences, Caen	(examineur)
K. Aït Ameer, Professeur, Caen	(examineur)
D. Gindre, Maître de conférences, Angers	(examineur)

## **Remerciements**

*Ce travail de thèse a été réalisé au Centre Interdisciplinaire de Recherche Ions Lasers (CIRIL) (UMR 6637, ENSICAEN-CNRS-CEA-Université de CAEN) dans le cadre d'une allocation de recherche du Ministère de l'Education Nationale, de la Recherche et de la Technologie (M.E.N.R.T). Je remercie tout d'abord Serge Bouffard, directeur du CIRIL pour son accueil au sein du laboratoire.*

*Je tiens maintenant à exprimer toute ma reconnaissance à Hervé Gilles et Sylvain Girard qui ont dirigé conjointement ce travail de thèse pendant ces trois années. Ils n'ont pas ménagé leur temps pour m'aider et m'encourager dans les moments difficiles. Et c'est grâce à leur dynamisme et leur rigueur dans le travail que cette thèse a pu voir le jour.*

*Je suis ensuite reconnaissant à Messieurs T. Bosch et E. Lacot d'avoir accepté d'être rapporteurs de mes travaux. Je remercie aussi D. Gindre d'avoir examiné ma thèse. Je suis également très honoré d'avoir pu compter Kamel Aït Ameur, avec qui j'ai travaillé en stage de DEA et dont j'apprécie les compétences scientifiques et la bonne humeur, comme président de mon jury.*

*Je tiens à remercier l'ensemble des membres du laboratoire, en particulier, Philippe Leprince, Vivien Ménard et Florent Porée pour leur disponibilité et leur gentillesse. Je remercie aussi bien sûr Nicole Viargues et Marie Reydellet, les deux secrétaires que j'ai connues durant ces trois ans.*

*Maintenant, je vais remercier toutes celles et ceux avec qui j'ai passé de supers moments aussi bien au laboratoire qu'en dehors et qui m'ont permis d'aller au bout de cette aventure. Alors merci à vous tous : Renaud de Saint Denis (ton soutien et ta bonne humeur durant la troisième année ont été très important !!), Michael Fromager (pareil pour toi !!), Vincent Petit (depuis le DEUG, on a suivi le même chemin), Alban Ferrier (un des derniers fans avec moi de Michael Sembello, « I am the man who walks alone... »), Loïc Bodiou, Anas Hajaji, Nicolas Passilly, Mathieu Laroche, Stéphanie Renard, Jérôme Lenoir (toujours là pour aider), Omar Kamalou, Jimmy Rangama, Nicolas Dely, Eric Giglio, Julie Douady, Aurégane Audren, Muriel Ferry, et mes amis Frank Pillon, Benoit Cottrait et Laurent Melle.*

*Je remercie pour finir ma famille qui m'a soutenu tout au long de ce périple en particulier ma mère et mon frère. Et je tiens enfin à remercier spécialement mon amie Sabrina qui m'a aidé à tenir bon durant cette très longue dernière année de thèse et qui m'a toujours encouragé et soutenu dans les moments délicats.*



# Table des matières

<b>Introduction générale.....</b>	<b>5</b>
<b>Chapitre I : Lasers de classe B soumis à une rétroinjection optique .....</b>	<b>9</b>
1. Principe de la rétroinjection optique laser.....	9
1.1. Présentation générale de la rétroinjection optique. ....	9
1.2. Paramètres caractéristiques de la rétroinjection optique.....	11
2. Modélisation d'un laser solide de classe B soumis à une rétroinjection. ....	23
2.1. Modèle pour un laser à trois niveaux .....	23
2.2. Modèle pour un laser à quatre niveaux .....	28
2.3. Comparaison des modèles en fonction de la nature des milieux à gain.....	32
3. Caractéristiques des lasers verre phosphate codopé $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ et LNA dopé $\text{Nd}^{3+}$ .....	37
3.1. Laser à solide verre phosphate codopé $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ .....	37
3.1.1. Cavités monolithiques. ....	40
3.1.2. Cavité laser à éléments séparés. ....	48
3.2. Laser à fibre dopée $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ .....	49
3.3. Laser à solide LNA : $\text{Nd}^{3+}$ .....	53
4. Etude de l'influence des paramètres lasers sur la sensibilité à la rétroinjection .....	57
4.1. Introduction .....	57
4.2. Caractérisation du signal de rétroinjection par une technique de modulation d'amplitude.....	58
4.2.1. Influence du milieu à gain.....	61
4.2.2. Influence des paramètres géométriques de la cavité .....	64
4.3. Conclusion.....	67
5. Conclusion.....	68
6. Bibliographie.....	69

## **Chapitre II : Applications d'un laser monomode longitudinal à fréquence fixe pour la mesure en rétroinjection optique .....71**

<b>1. Mesures en vélocimétrie.....</b>	<b>71</b>
1.1. Introduction : technique de vélocimétrie en optique cohérente .....	71
1.2. Mesure simultanée des composantes transversale et longitudinale du vecteur vitesse .....	75
1.2.1. Principe d'une mesure à deux faisceaux .....	75
1.2.2. Mise en œuvre d'un montage à deux faisceaux .....	82
1.2.3. Résultats expérimentaux .....	83
1.2.4. Conclusion.....	90
1.3. Utilisation des composants d'optique fibrée pour la mesure de vélocimétrie par rétroinjection optique. ....	91
1.3.1. Intérêt d'une solution en optique fibrée .....	91
1.3.2. Montage fibré à deux faisceaux .....	92
1.3.3. Laser à fibre dopée $\text{Er}^{3+}$ .....	95
1.4. Conclusion .....	98
<b>2. Intérêt d'une détection hétérodyne pour la rétroinjection optique.....</b>	<b>99</b>
2.1. Introduction : technique de vélocimétrie en optique cohérente .....	99
2.2. Techniques de décalage de la fréquence d'une porteuse optique.....	102
2.2.1. Modulateur acousto-optique.....	102
2.2.2. Modulation de phase hétérodyne.....	103
2.2.3. Laser à deux modes .....	106
<b>3. Applications en vélocimétrie.....</b>	<b>107</b>
<b>4. Application en vibrométrie.....</b>	<b>110</b>
4.1. Introduction .....	110
4.2. Principe de la mesure de vibration en détection hétérodyne. ....	111
4.3. Dispositif expérimental .....	115
4.4. Résultats expérimentaux : réponse en fréquence et caractérisation de l'amplitude de déplacement. ....	116
4.5. Restitution du son.....	119
<b>5. Conclusion.....</b>	<b>121</b>
<b>6. Bibliographie .....</b>	<b>123</b>

## **Chapitre III : Laser monomode avec balayage en fréquence pour la détection par rétroinjection optique.....125**

<b>1. Introduction.....</b>	<b>125</b>
-----------------------------	------------

2. Sources lasers monomodes agiles en fréquence.....	127
3. Application à la mesure de distance absolue.....	130
3.1. Principe de la mesure .....	130
3.2. Dispositif expérimental pour la détection par balayage de fréquence d'un laser verre phosphate dopé Yb:Er en détection self-hétérodyne.....	136
3.3. Résultats expérimentaux. ....	138
3.3.1 Analyse des spectres RF.....	138
3.3.2 Mesure de distance absolue.....	141
4. Conclusion et perspectives.....	147
5. Bibliographie.....	148
 <b>Chapitre IV : Laser bi-fréquence verre phosphate dopé Yb:Er utilisé en rétroinjection optique.....</b>	 <b>151</b>
1. Introduction.....	151
2. Mise en œuvre expérimentale et caractérisation du laser verre phosphate dopé Yb:Er en régime de fonctionnement bi-fréquence.....	154
2.1. Génération d'un battement en l'absence d'élément sélectif intracavité.....	154
2.2. Génération d'un battement de fréquence ajustable. ....	154
2.3. Stabilité de la fréquence de battement.....	159
2.4. Corrélation du bruit entre les deux états de polarisation orthogonaux.....	166
2.4.1. Montage pour la distinction des régimes en phase et en antiphase.....	168
2.4.2. Résultats expérimentaux et discussion.....	169
3. Modélisation d'un laser verre Yb:Er bi-fréquence soumis à une rétroinjection optique.....	172
4. Résultats expérimentaux.....	179
5. Conclusion.....	184
6. Bibliographie.....	185
 <b>Conclusion générale et perspectives.....</b>	 <b>187</b>



Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre du pôle Imagerie, Technologies de l'Information et la Communication (ITIC) axe Capteurs et Instrumentation du 4<sup>ème</sup> Contrat de plan Etat Région de la région Basse-Normandie (2004-2006).



**Ministère Délégué à l'Enseignement  
Supérieur et à la Recherche**

∞ ∞

**DRRT de Basse-Normandie**

**Pôle Image et Technologie de l'Information et de la  
Communication - Axe Capteurs et Instrumentation**

## INTRODUCTION

La rétroinjection optique est un terme générique désignant l'effet de perturbation que subit une source laser lorsqu'une partie du faisceau lumineux émis se trouve rétrodiffusée sur une cible puis renvoyée vers la cavité résonante. En physique des lasers, ce comportement est souvent considéré comme un effet parasite qu'il convient de supprimer en utilisant des systèmes d'isolateurs optiques placés en sortie de cavité. De même, dans les technologies de télécommunication par fibre optique, les sources lasers à semi-conducteur doivent être systématiquement isolées optiquement pour s'affranchir des perturbations que peuvent provoquer les réflexions de Fresnel parasites sur les extrémités des fibres (connectiques...). Bien que cet effet de perturbation par retour optique soit le plus souvent jugé néfaste, il peut aussi être recherché volontairement pour contrôler le fonctionnement du laser. L'utilisation d'un filtre optique très sélectif entre la sortie du laser et le retour optique (réseau de diffraction, réseau de Bragg externe...) permet par exemple d'affiner spectralement une source laser. Les lasers à semi-conducteurs à cavité Fabry-Pérot peuvent être ainsi affinés spectralement en ajoutant une cavité externe. De même, un effet non linéaire contrôlé entre la sortie du laser et le signal rétroinjecté peut modifier le régime de fonctionnement dynamique du laser (blocage de mode par modulation de phase par exemple).

Dans le domaine des techniques de mesure par voie optique, la perturbation du fonctionnement d'un laser par rétroinjection de la lumière diffusée ou réfléchie sur la cible de mesure a donné lieu à des développements intéressants ces dernières années. Ces techniques sont désignées par le terme de rétroinjection optique ou de détection par self-mixing dans la littérature anglo-saxonne.

Afin d'exploiter cette technique pour réaliser des mesures, plusieurs paramètres de fonctionnement du laser peuvent être affectés par le retour optique : la puissance de sortie, la fréquence optique d'émission du laser, l'état de polarisation... Cette technique de détection cohérente présente pour avantages par rapport aux techniques interférométriques plus classiques d'être auto-alignée et d'assurer un filtrage spatial et spectral efficace de la lumière détectée. D'autre part, la réponse de certains lasers à un phénomène de rétroinjection permet un effet d'exaltation adapté pour augmenter la sensibilité à la détection.

Les résultats présentés dans ce manuscrit ont pour principaux objectifs d'étudier et de caractériser la rétroinjection optique sur des lasers de classe B en se focalisant sur des mesures par retour optique avec un laser à solide verre phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ .

La première partie est dédiée à l'étude théorique de la rétroinjection sur des lasers à solide de classe B. Après une présentation générale de cette technique et des différents paramètres caractéristiques mis en jeu, ce premier chapitre présente les modélisations d'un laser à solide à trois niveaux puis à quatre niveaux d'énergie soumis à un retour optique. Pour la première fois, une modélisation d'un laser trois niveaux en rétroinjection optique est présentée et une comparaison entre les systèmes à 3 et 4 niveaux est exposée. Les caractéristiques physiques de deux lasers employés durant cette thèse - laser verre phosphate  $\text{Yb}:\text{Er}$  et laser LNA dopé  $\text{Nd}^{3+}$  - sont exposées. Nous décrivons également précisément les cavités laser réalisées durant ce travail de thèse. Pour finir, nous présentons une étude comparative entre les modèles théoriques et les résultats expérimentaux, caractérisant l'influence de différents paramètres lasers (milieu à gain, transmission du coupleur de sortie, longueur de cavité ...) qui affectent la sensibilité de la technique.

La seconde partie est consacrée à la mesure par rétroinjection optique sur un laser monomode à fréquence fixe. Dans un premier temps, nous exposons une technique originale de vélocimétrie à deux faisceaux de mesure. Cette géométrie originale permet de réaliser une mesure simultanée des composantes transversale et longitudinale du vecteur vitesse. Cette technique est illustrée expérimentalement en utilisant un laser et des éléments d'optique classique, puis en injectant le faisceau dans une fibre optique pour réaliser le montage avec des composants fibrés. Deux approches de cette technique de vélocimétrie sont envisagées : (i) une approche sans décalage de la fréquence optique - sauf les effets de décalage par effet Doppler sur la cible en mouvement - et (ii) une approche avec décalage de la fréquence pour réaliser une mesure de type self-hétérodyne. Cette seconde approche permet d'accéder au sens de déplacement de la cible considérée. Dans ce chapitre, nous utilisons également la sensibilité du laser verre phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  pour réaliser des mesures de vibrations.

La troisième partie est centrée sur la mesure de distance absolue par rétroinjection optique sur un laser monomode par balayage instantané de la fréquence optique. Le premier

paragraphe présente les sources lasers monomodes agiles en fréquence nécessaires pour ce type d'expériences. Ensuite, nous décrivons de façon précise le principe de la mesure, le dispositif expérimental réalisé pour la détection par balayage de fréquence et les résultats obtenus. La dynamique et la précision des mesures réalisées sont également commentées. Pour clore ce chapitre, nous donnons quelques améliorations envisagées pour cette technique de mesure à la fois sur le fonctionnement du laser balayé en fréquence et sur le traitement de signal utilisé afin d'augmenter la dynamique et la résolution.

La dernière partie est consacrée à une étude du fonctionnement en régime bi-fréquence d'un laser verre phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  utilisé en rétroinjection optique. Après avoir expliquer brièvement l'intérêt de ce régime de fonctionnement pour ce type d'expériences, nous décrivons la mise en œuvre expérimentale de ce laser bi-fréquence par l'insertion de deux lames déphasantes dans la cavité. Nous caractérisons ensuite le battement obtenu entre les deux états propres de polarisations orthogonaux caractéristiques du régime bi-fréquence d'un tel laser. On vérifie en particulier la possibilité d'ajuster l'écart en fréquence entre ces deux modes. Nous montrons ensuite la possibilité de stabiliser l'écart en fréquence entre ces deux modes orthogonaux par une technique d'auto-injection optique. Nous illustrons également la corrélation du bruit entre les deux états de polarisation orthogonaux du laser bi-fréquence. La fin de cette partie est consacrée à la modélisation d'un laser verre phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  bi-fréquence soumis à un retour optique. L'étude expérimentale de ce laser soumis à une rétroinjection optique est comparée au modèle théorique puis appliquée à la détection hétérodyne en vélocimétrie.









## Chapitre I. Lasers de classe B soumis à une rétroinjection optique.

### 1. Principe de la rétroinjection optique laser.

#### 1.1. Présentation générale de la rétroinjection optique.

La rétroinjection optique -ou self-mixing- est une technique de mesure interférométrique par rétrodiffusion de lumière cohérente vers le laser source permettant de réaliser des mesures de grandeurs physiques variées telle que distance, vitesse, déplacement ou bien encore vibration. Cette technique émergente dans le domaine des capteurs optiques présente de nombreux avantages par rapport aux techniques plus traditionnelles : auto-alignement, filtrage spatial et spectral... Elle n'a pas encore donné lieu à des produits commerciaux mais pourrait déboucher sur la réalisation de capteurs intéressant le monde industriel grâce aux performances améliorées par rapport aux techniques existantes. Le principe de la rétroinjection optique consiste à éclairer une cible sur laquelle on veut effectuer une mesure avec le faisceau d'une source laser monofréquence. Notons  $\nu_0$  la fréquence de l'onde émise par le laser. Par rétrodiffusion sur la cible, une faible quantité de lumière est réinjectée dans le mode d'oscillation du laser. Cette faible rétroinjection est suffisante pour perturber le fonctionnement du laser et permet de remonter à la grandeur physique recherchée. Le schéma de principe de cette technique est illustré par la figure I.1 dans le cas d'une détection homodyne .

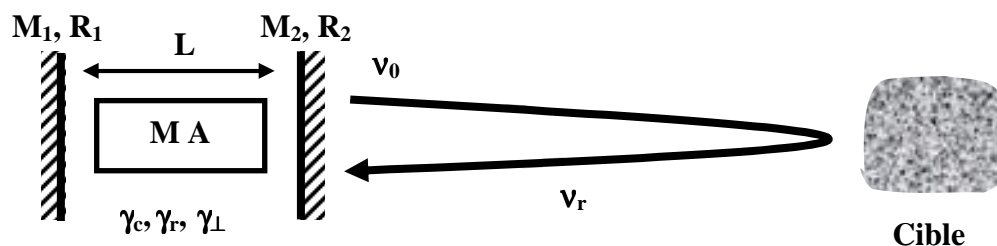


Figure I.1 : Schéma de principe de la rétroinjection laser directe :  $M_1$ , miroir de fond de cavité ;  $M_2$ , miroir de sortie ;  $R_1$  et  $R_2$ , coefficients de réflexion des miroirs ;  $MA$  : milieu amplificateur ;  $L$  : longueur de la cavité et  $\gamma_c$ ,  $\gamma_r$  et  $\gamma_L$  sont les taux de relaxation caractéristiques du milieu amplificateur et de la cavité résonante.

Sur cette figure, on a précisé les principaux paramètres caractérisant le milieu amplificateur et la cavité résonante à prendre en compte dans la technique de rétroinjection optique. L'onde rétrodiffusée interfère avec le champ oscillant dans la cavité laser. Il se produit alors un phénomène de battement entre l'onde intracavité et l'onde rétrodiffusée, entraînant une modification de l'un des paramètres de fonctionnement de la source laser. Ce paramètre peut être l'amplitude ou la fréquence optique de l'émission laser, son état de polarisation ou bien sa phase. Dans le cas par exemple où la cible est animée d'un mouvement de translation dans la direction de propagation du faisceau laser, l'onde rétrodiffusée est décalée en fréquence par effet Doppler et sa fréquence devient  $\nu_r = \nu_0 + \Delta\nu_{\text{Doppler}}$ . L'effet d'interférence se traduit par un battement à la fréquence différence  $\Delta\nu = |\nu_r - \nu_0| = \Delta\nu_{\text{Doppler}}$ . En prélevant une faible partie du faisceau en sortie, à l'aide d'une lame séparatrice, on peut alors détecter la composante à la fréquence de battement  $\Delta\nu$ , ce qui permet de remonter à la vitesse de déplacement recherchée. Cette technique de détection est très sensible en raison de l'amplification non linéaire dans le milieu laser.

Par rapport à une détection classique, elle permet une amélioration considérable de l'amplitude du signal détecté. D'autre part, la source laser joue à la fois le rôle d'émetteur et de mélangeur optique, permettant ainsi une détection de type interférométrique sans ajouter d'éléments optiques complexes à aligner.

Toutefois, les différentes sources lasers ne présentent pas toutes le même comportement vis à vis de la rétroinjection optique. On distingue en effet trois catégories de lasers (classe A-B-C) [Dangoisse 2004] se caractérisant par des valeurs différentes des paramètres de relaxation du milieu amplificateur et de la cavité (cf figure I.1) :

- $\gamma_{\perp}$  : taux de relaxation de la polarisation induite dans le milieu amplificateur.
- $\gamma_r$  : taux de relaxation de l'inversion de population, il est simplement relié à la durée de vie  $\tau_r$  du niveau supérieur de la transition laser par  $\gamma_r = \frac{1}{\tau_r}$  (I.1)

- $\gamma_c$  : taux de relaxation de la cavité, il est relié au temps de vie  $\tau_c$  des photons dans la cavité et dépend des pertes au sein de celle-ci avec  $\gamma_c = \frac{1}{\tau_c} = \frac{c}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$  (I.2)

où les différents paramètres sont définis sur la figure I.1.

Dans l'expression (I.2), on a supposé que les pertes pour un aller-retour ne sont seulement dues qu'aux pertes sur les miroirs  $M_1$  et  $M_2$ .

Le régime de fonctionnement d'un laser est caractérisée par trois grandeurs que sont le champ électrique  $E$ , l'inversion de population  $N$  et la polarisation du milieu amplificateur  $P$ . Les taux de relaxation définis précédemment déterminent le temps d'approche vers un régime d'équilibre du laser considéré [Dangoisse 2004] :

- Les lasers de classe A (laser à gaz) sont caractérisés par  $\gamma_{\perp}, \gamma_r \gg \gamma_c$ . Les variables  $P$  et  $N$  varient rapidement par rapport à  $E$ . Il en résulte que le temps de réponse du laser à la commutation du gain ou des pertes dans la cavité est extrêmement rapide.
- Dans le cas des lasers de classe B (lasers à solide, lasers à semi-conducteurs); on a  $\gamma_{\perp} \gg \gamma_c \gg \gamma_r$ . La variation rapide de la polarisation du milieu permet d'écrire  $dP/dt=0$  et d'éliminer l'équation différentielle relative à cette grandeur. La dynamique du laser est alors entièrement décrite par un système d'équations couplant le champ électrique  $E$  et l'inversion de population  $N$ . Dans ces conditions, l'intensité du laser présente au démarrage un phénomène d'oscillations faiblement amorties à la fréquence  $F_r$  (fréquence des oscillations de relaxation). Cette fréquence propre joue alors un rôle important dans la dynamique du laser puisqu'il s'agit d'une fréquence de résonance du système, absente dans les lasers de classe A. Ce type de laser est alors très sensible à la moindre perturbation extérieure capable de réexciter ce phénomène d'oscillations amorties. On comprend alors que l'effet de rétroinjection soit d'autant plus sensible qu'il provoque, dans la cavité, un phénomène de battement à une fréquence voisine de  $F_r$ . Comme nous le verrons dans la suite, il est possible de comparer cet effet d'oscillation dans un laser à celui d'un oscillateur mécanique ou électrique faiblement amorti. Un tel oscillateur présentera une réponse à une excitation extérieure fortement amplifiée si celle-ci est réalisée à une fréquence proche de la fréquence de résonance propre du système.
- Dans le cas des lasers de classe C,  $\gamma_{\perp}$  apparaît moins grand devant les deux autres taux de relaxation et les simplifications précédentes ne sont plus possibles. La dynamique du laser peut alors devenir complexe et présenter par exemple un comportement chaotique. Ce type de laser n'est pas exploité en rétroinjection optique vraisemblablement en raison de la complexité qu'une modélisation des effets observés entraînerait.

A ce jour, les lasers les plus utilisés dans les expériences de rétroinjection sont les lasers de classe B et en particulier les lasers à semi-conducteurs en raison de leur facilité de mise en œuvre et leur faible coût. Toutefois, les systèmes lasers à solide utilisant comme milieu amplificateur une matrice diélectrique cristalline ou amorphe dopée avec des ions terres rares présentent des avantages intrinsèques qui n'ont jusqu'à présent été démontrés et étudiés que sur certains systèmes lasers spécifiques [Otsuka 1994] [Kawai 1999] [Lacot 2001] [Okamoto 1995]. Dans ce travail de thèse, nous montrerons les principaux avantages que présentent les lasers à solides par rapport aux diodes lasers. Nous ferons également apparaître l'influence du milieu amplificateur choisi et de la configuration de cavité utilisée. Plusieurs équipes travaillent actuellement sur la mise en œuvre de capteurs optiques utilisant le principe de la rétroinjection. En France, deux groupes se sont particulièrement distingués. Le groupe de E. Lacot à Grenoble s'est spécialisé dans la mise en œuvre de la rétroinjection laser pour l'imagerie [Day 2000] [Lacot (2) 2001] en utilisant des microlasers solides dopés  $\text{Nd}^{3+}$ . L'équipe de T. Bosch à Toulouse se concentre sur les systèmes rétroinjectés utilisant principalement des diodes lasers [Bosch 2001] [Plantier 2005]. Cette équipe collabore en particulier avec l'équipe de S. Donati spécialiste lui aussi en Italie de la rétroinjection optique avec des lasers à semi-conducteurs [Donati 1995]. Signalons enfin l'équipe de K. Otsuka qui, depuis plus de 20 ans, travaille sur l'étude de la rétroinjection optique sur des lasers à solide de type  $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$  (LNP) pompé par diode [Otsuka 1979] [Otsuka 1994].

## 1.2. Paramètres caractéristiques de la rétroinjection optique.

Dans le cas des lasers de classe B, la dynamique du laser est complètement définie par les deux équations différentielles caractérisant l'évolution temporelle du champ électrique  $E(t)$  et de l'inversion de population  $N(t)$ . Dans ce travail de thèse, l'essentiel des expériences que nous avons faites ont été effectuées en utilisant des lasers solides à 3 niveaux. Nous allons donc nous placer dans le cadre d'une présentation générale de la dynamique de ces lasers de classe B. Pour établir ces deux équations différentielles, nous nous sommes basés sur l'utilisation des équations de population déduites du diagramme en énergie d'un système à 3 niveaux, comme représenté sur la figure I.2. Sur ce diagramme,  $N_1$ ,  $N_2$  et  $N_3$  désignent respectivement les densités de population dans le niveau fondamental, le niveau émetteur et le niveau excité par le pompage optique. On note  $\gamma_{32}$  comme étant le taux de désexcitation

depuis le niveau 3. Ce taux est supposé très élevé ( $\gamma_{32} \approx \infty$ ) de sorte que la population  $N_3$  dans ce niveau soit égale à 0 quelque soit  $W_p$ .

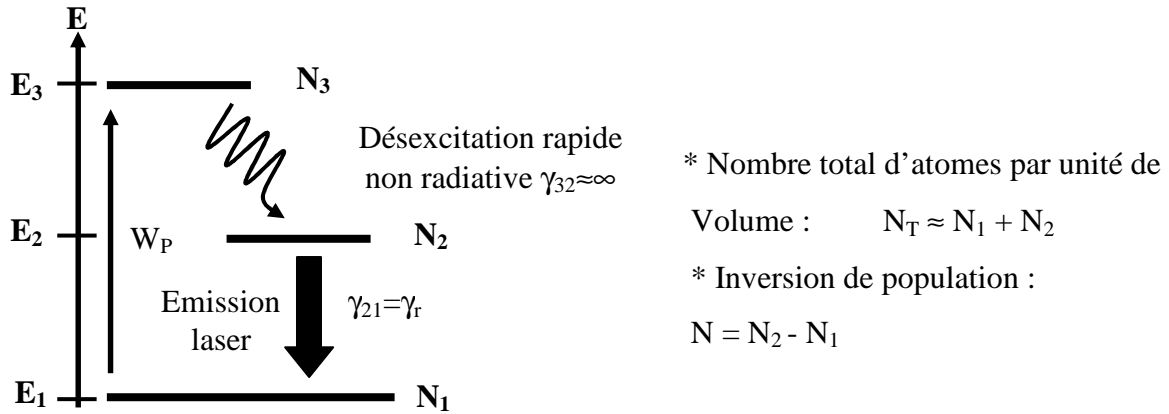


Figure I.2: Diagramme en énergie d'un laser à trois niveaux.

On peut alors supposer que la population est distribuée entre le niveau fondamental et le niveau émetteur :  $N_T \approx N_1 + N_2$ . Si on suppose que la désexcitation depuis le niveau  $E_2$  se fait majoritairement de façon radiative  $\gamma_{21} = \gamma_r$ , l'équation différentielle décrivant l'évolution temporelle de la population dans le niveau 2 s'écrit :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\gamma_r N_2 + W_p N_1 - B|E(t)|^2 (N_2 - N_1) \quad (I.3)$$

Puisque  $\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt}$  et  $2N_2 = N_T + N$  on obtient facilement l'équation d'évolution de l'inversion de population  $N$  dans le laser à 3 niveaux.

On établit alors les équations différentielles caractéristiques d'un tel système en l'absence de retour optique. Elles sont données par [Siegman 1986] [Dangoisse 2004] :

$$\frac{dN(t)}{dt} = W_p (N_T - N(t)) - \gamma_r (N(t) + N_T) - 2BN(t)|E(t)|^2 \quad (I.4)$$

$$\frac{dE(t)e^{i\omega t}}{dt} = \left[ i\omega_c + \frac{1}{2} (BN(t) - \gamma_c) \right] E(t)e^{i\omega t} \quad (I.5)$$



Où  $B$  est le coefficient d'Einstein,  $W_p$  est le taux de pompage,  $N_T$  est la densité totale d'ions dopants actifs,  $\omega$  est la pulsation optique du champ oscillant et  $\omega_c$  est la pulsation de résonance de la cavité. Le premier terme de l'équation (I.4) explique le maintien de l'inversion de population par le taux de pompage. Le second terme représente l'amortissement de l'inversion de population par relaxation spontanée (émission spontanée ou désexcitation non radiative). Enfin le dernier terme décrit le couplage non linéaire entre l'intensité du champ dans la cavité et les populations des niveaux d'énergie mis en jeu lors de l'émission laser.

Ce jeu d'équations différentielles (I.4 et I.5) ne présente pas de solutions analytiques simples sauf en régime stationnaire. Par conséquent, certaines hypothèses simplificatrices sont nécessaires afin d'étudier la réponse dynamique à une perturbation de ce laser. Pour rechercher les solutions analytiques des équations I.4 et I.5, il est essentiel de décomposer le champ électrique en séparant explicitement l'amplitude et la phase de l'onde. Le champ peut alors se mettre sous la forme :

$$E(t)e^{i\omega t} = E_c(t)e^{i\phi_c(t)}e^{i\omega t} \quad (I.6)$$

En remplaçant l'équation (I.6) dans l'équation (I.5) puis en séparant les parties réelles et imaginaires, on peut exprimer l'équation décrivant l'évolution du champ électrique en une équation décrivant l'évolution de l'amplitude  $E_c(t)$  et une équation décrivant l'évolution de la phase  $\Phi_c(t)$ :

$$\frac{dE_c(t)}{dt} = \left[ \frac{1}{2}(BN - \gamma_c) \right] E_c(t) \quad (I.7)$$

$$\frac{d\phi_c(t)}{dt} = \omega_c - \omega \quad (I.8)$$

Dans ce travail de thèse, nous étudierons toujours l'évolution du module de l'amplitude du signal. En effet, nous n'avons tiré aucune information de l'évolution de la phase comme peut le faire le groupe de E. Lacot dans la technique LOFI [Day 2000]. Par la suite et notamment dans le paragraphe 2 modélisant des lasers soumis à un retour optique, nous omettrons donc consciemment d'explicitier l'équation différentielle relative à la phase  $\Phi_c(t)$ .

De ce jeu d'équations différentielles couplées, on détermine alors très facilement les solutions stationnaires de l'inversion de population et du champ électrique ( $dN/dt=0$  et  $dE/dt=0$ ) qui sont données respectivement par :

$$N_s = \frac{\gamma_c}{B} \quad \text{et} \quad E_s^2 = E_{\text{sat}}^2 \left( \frac{\beta}{\beta_s} - 1 \right) \quad (\text{I.9})$$

L'intensité de saturation est donnée par :

$$E_{\text{sat}}^2 = \frac{W_p + \gamma_r}{2B} \quad (\text{I.10})$$

où  $\beta$  est le coefficient  $\beta = \frac{W_p - \gamma_r}{W_p + \gamma_r}$ . Au seuil d'émission, ce coefficient est égal à  $\beta_s = \frac{N_s}{N_T}$ .

On peut également remettre en forme l'équation (I.9) du champ sous la forme :

$$E_s^2 = \frac{\gamma_r N_T W_{ps}}{\gamma_c (W_{ps} + \gamma_r)} (\eta - 1) \quad (\text{I.11})$$

Où  $\eta = \frac{W_p}{W_{ps}} = \frac{(1+\beta)(1-\beta_s)}{(1-\beta)(1+\beta_s)}$  est le taux de pompage par rapport au taux de pompage au seuil

$$W_{ps} \text{ et } \beta_s = \frac{W_{ps} - \gamma_r}{W_{ps} + \gamma_r}.$$

Lorsque le laser subit une perturbation, le retour au régime stationnaire peut être convenablement décrit analytiquement si on suppose que la perturbation n'entraîne qu'une très faible variation de l'inversion de population  $N$  et du champ électrique  $E$ . La perturbation au premier ordre peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} N(t) &= N_s + \Delta N(t) \text{ avec } \Delta N(t) \ll N_s \\ E_c(t) &= E_s + \Delta E_c(t) \text{ avec } \Delta E_c(t) \ll E_s \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

avec  $\Delta N(t)$  la variation sur l'inversion de population par rapport au régime stationnaire et  $\Delta E_c(t)$  la variation de l'amplitude du champ.

A l'aide des équations (I.12), nous substituons les termes  $N$  et  $E$  dans les équations (I.4) et (I.7). Si on néglige les termes du second ordre (produit  $\Delta * \Delta$ ), on obtient alors un nouveau jeu d'équations linéaires couplées caractérisant la perturbation dynamique du laser :

$$\begin{aligned}\frac{d\Delta N(t)}{dt} &= (-W_p - 2BE_s^2 - \gamma_r)\Delta N(t) - 4\gamma_c E_s \Delta E_c(t) \\ \frac{d\Delta E_c}{dt} &= \frac{1}{2}BE_s \Delta N(t)\end{aligned}\quad (I.13)$$

Par rapport aux équations (I.4)-(I.7), ce jeu présente pour avantage de ne contenir que des termes linéaires ce qui permet d'obtenir une solution analytique. En dérivant une seconde fois la variation de la composante du champ électrique  $\Delta E_c$  afin de décrire la dynamique du système physique, on obtient alors l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2 \Delta E_c(t)}{dt^2} + (W_p + \gamma_r) \left( \frac{\beta}{\beta_s} \right) \frac{d\Delta E_c(t)}{dt} + (W_p + \gamma_r) \gamma_c \left( \frac{\beta}{\beta_s} - 1 \right) \Delta E_c(t) = 0 \quad (I.14)$$

Si on remplace  $\alpha = (W_p + \gamma_r) \frac{\beta}{\beta_s}$  et  $\omega_r^2 = \gamma_c (W_p + \gamma_r) \left( \frac{\beta}{\beta_s} - 1 \right)$  afin d'obtenir une nouvelle expression de l'équation dynamique de notre système, on obtient alors une expression typique des équations différentielles régissant la dynamique d'un oscillateur amorti. Cette équation peut s'écrire d'une manière assez générale :

$$\frac{d^2 A}{dt^2} + \alpha \frac{dA}{dt} + \omega_r^2 A = 0 \quad (I.15)$$

Où  $A$  représente le paramètre du système dont on veut étudier la dynamique,  $\alpha$  est un terme caractérisant l'amortissement et  $\omega_r$  est la pulsation propre (ou de résonance) du système physique oscillant. Cette pulsation propre est une caractéristique essentielle pour décrire la dynamique du système. Si l'amortissement est très faible ( $\alpha \ll \omega_r$ ), elle correspond en effet à la pulsation propre de la série d'oscillations pseudo-périodiques dont l'amplitude décroît exponentiellement au cours du temps pendant le retour à l'équilibre du système. Dans le régime dynamique de retour à l'équilibre d'un laser, l'existence de ces oscillations pseudo-périodiques revient à supposer  $\gamma_r \ll \gamma_c$  donc  $\tau_r \gg \tau_c$ . La distinction entre les lasers dits de classe A (pour lesquels  $\gamma_\perp, \gamma_r \gg \gamma_c$ ) - pour lesquels le retour à l'équilibre se fait de façon apériodique et exponentiellement - et les lasers de classe B ( $\gamma_\perp \gg \gamma_c \gg \gamma_r$ ) - pour lesquels le retour à l'équilibre s'effectue par une succession d'oscillations pseudo-périodiques faiblement amorties - est équivalente à la distinction que l'on observe entre les oscillateurs mécanique ou électrique faiblement et fortement amortis.

Physiquement, les oscillations de relaxation d'un laser de classe B correspondent à un échange pseudo-périodique entre l'énergie potentielle stockée sous forme d'une inversion de population et l'énergie de rayonnement correspondant aux photons piégés dans la cavité résonante. Cette échange pseudo-périodique est assimilable à celui obtenu entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle dans un oscillateur mécanique (ou entre l'énergie électrique et l'énergie magnétique dans un circuit RLC). Dans les deux cas, l'énergie stockée dans l'ensemble du système passe d'un état à un autre de façon pseudo-périodique et pendant chaque cycle, une partie de l'énergie est perdue. Dans un oscillateur mécanique, cette énergie est dissipée en raison des frottements tandis que dans un oscillateur électrique RLC cette dissipation est due à l'effet Joules dans la résistance. Dans un oscillateur laser, ces pertes proviennent des pertes radiatives par émission spontanée et des pertes dans la cavité (coupleur de sortie, diffusion ...). L'oscillation tend donc à s'amortir. Elle peut être réactivée si on perturbe le système avec une perturbation dont le spectre en fréquence contient une fréquence proche de la fréquence des oscillations de relaxation.

Afin d'explicitier ces propos, une analogie entre les lasers de classe B et les oscillateurs mécaniques ou électriques peut être développée. Dans le domaine des oscillateurs mécaniques, on peut prendre par exemple le cas classique du pendule élastique horizontal : il est constitué d'un ressort horizontal de constante de raideur  $k$  sur lequel est fixé à l'une de ses extrémités une masselotte de masse  $m$  (figure I.3).

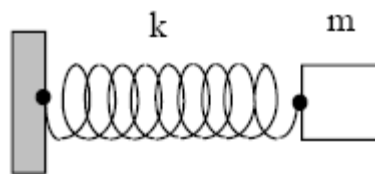


Figure I.3 : Schéma de principe du pendule élastique horizontal.

L'équation différentielle de ce système s'écrit alors:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \alpha \frac{dx}{dt} + \omega_r^2 x = 0 \quad (\text{I.16})$$

où  $x$  est la variation de la position du centre de gravité de la masselotte par rapport à sa position d'équilibre,  $\alpha$  est le terme d'amortissement en supposant les frottements visqueux et

$\omega_r = \sqrt{\frac{k}{m}}$  est la pulsation propre du pendule. Dans le cas où  $\omega_r \gg \alpha$  on montre alors que le

mouvement de la masselotte est pseudo-sinusoïdal et exponentiellement amorti. Le système présente ainsi un phénomène d'oscillation de relaxation à la fréquence  $\omega_0/2\pi$  similaire à celui rencontré dans le cas des lasers de classe B. Au contraire si  $\lambda \gg \omega_0$ , le mouvement est amorti très fortement et de type apériodique. Ce comportement peut être rapproché de celui des lasers de classe A.

Le tableau I.1 établit une analogie entre différents types d'oscillateurs.

Type (variable)	Amortissement	Fréquence propre	Energie dynamique	Energie stockée
<b>Pendule horizontal (x)</b>	$\lambda$	$\sqrt{\frac{k}{m}}$	$E_c = \frac{1}{2} m \frac{dx^2}{dt^2}$	$E_p = \frac{1}{2} kx^2$
<b>Circuit RLC (q)</b>	R/L	$\sqrt{\frac{1}{LC}}$	$E_e = \frac{1}{2} L \frac{dq^2}{dt^2}$	$E_m = \frac{1}{2C} q^2$
<b>Laser classe B (E)</b>	$(W_p + \gamma_r) \cdot \left( \frac{\beta}{\beta_s} \right)$	$\sqrt{2\gamma_c B E_s^2}$	$E_r \propto  E ^2$	$E_i \propto \Delta N$

Tableau I.1: Tableau récapitulatif des paramètres importants des oscillateurs harmoniques amortis :  $E_c$  = énergie cinétique,  $E_p$  = énergie potentielle,  $E_e$ =énergie électrique,  $E_m$  = énergie magnétique,  $E_r$  = énergie de rayonnement et  $E_i$  = énergie d'inversion de population ( $\Delta N$  est l'inversion de population).

La rétroinjection optique sur un laser de classe B peut être alors comparée à une oscillation forcée provoquée sur un oscillateur pseudo-périodique faiblement amorti. Si on considère le cas de l'oscillateur mécanique, le système est soumis à une force extérieure  $F = F_0 \cos \omega t$ . Il en résulte un mouvement forcé de la masselotte à la pulsation  $\omega$ . On montre alors que l'amplitude des oscillations forcées s'écrit classiquement:

$$A(\omega) = \frac{F_0}{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 \omega^2 + (\omega_0^2 - \omega^2)^2}} \quad (I.17)$$

D'après la formule précédente, on remarque que A présente un maximum si  $\omega = \omega_r$  c'est à dire lorsque le mouvement forcé est réalisé exactement à la fréquence de relaxation propre du système mécanique. La figure I.4 montre l'évolution de cette amplitude A en fonction de la

pulsation relative  $\omega/\omega_r$  du système. Sur cette figure, on constate bien que la courbe théorique présente une résonance marquée lorsque  $\omega=\omega_r$ . En détection, cet effet de résonance d'un oscillateur harmonique faiblement amorti est largement utilisé. Par exemple pour les oscillateurs mécaniques, ce principe est utilisé dans les sismographes pour la détection des ondes sismiques. De même, une antenne de réception RF est très souvent accordée pour favoriser la réception d'une gamme spécifique de fréquence d'ondes électromagnétiques. Par analogie, on peut comprendre que l'effet de la rétroinjection optique sur l'oscillateur laser de classe B sera d'autant plus important qu'il provoque, dans la cavité, un phénomène de battement à une fréquence voisine de la fréquence propre des oscillations de relaxation du système.

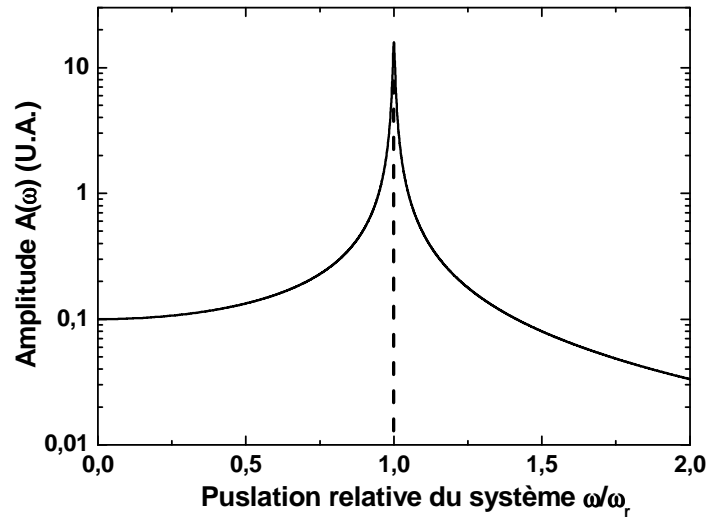


Figure I.4 : Courbe théorique de l'évolution de l'amplitude des oscillations forcées en fonction de la pulsation d'un oscillateur mécanique.

La dynamique de relaxation d'un laser de classe B fonctionne donc comme un oscillateur harmonique amorti dont la pulsation propre correspond à la pulsation des oscillations de relaxation, défini pour un système à trois niveaux par :

$$\omega_r = \sqrt{\gamma_c \cdot (W_p + \gamma_r) \left( \frac{\beta}{\beta_s} - 1 \right)} \quad (I.18)$$

Pour parvenir à exciter cette oscillation qui va affecter l'amplitude du champ électromagnétique émis (donc l'inversion de population), il faut provoquer dans la cavité oscillante une perturbation par rétroinjection qui aboutira à moduler  $E_c(t)$  ou  $\Delta N(t)$ . Pour cela, on peut décaler la fréquence optique entre l'émission ( $\nu_0$ ) et la réception ( $\nu_0 + \Delta\nu$ ). Le battement entre le champ réinjecté et le champ oscillant va se traduire par une modulation de l'enveloppe  $\Delta E_c(t)$  à la fréquence  $\Delta\nu$  qui va provoquer l'effet recherché si  $\Delta\nu \approx F_r = \omega_r/2\pi$ . La réponse dynamique est alors beaucoup plus sensible au phénomène de rétroinjection optique, exactement comme lorsqu'un oscillateur est excité avec un signal périodique proche de sa fréquence propre de résonance. L'intérêt des lasers solides de classe B pour l'utilisation de la rétroinjection optique en tant que technique de détection optique est complètement contenu dans cette réponse spécifique.

L'effet de rétroinjection optique dépend donc de plusieurs paramètres du laser liés à la nature du milieu amplificateur et à la géométrie de cavité. Nous montrerons dans le paragraphe suivant présentant la modélisation d'un laser rétroinjecté, que la sensibilité de l'oscillateur laser soumis à une rétroinjection dépend directement des taux de relaxation  $\gamma_r$  et  $\gamma_c$  (c'est à dire de la durée de vie de fluorescence du niveau émetteur  $\tau_r$  et du temps de vie des photons dans la cavité  $\tau_c$ ). K. Otsuka [Otsuka 1994] a introduit un facteur de mérite

$$K = \frac{\gamma_c}{\gamma_r} = \frac{\tau_r}{\tau_c}$$

caractérisant cette sensibilité à la rétroinjection pour un laser à 4 niveaux. Plus

ce facteur de mérite K est élevé, plus le laser est potentiellement sensible à la rétroinjection.

L'un des objectifs de ce travail de thèse a été de mettre en œuvre des lasers à base de verre phosphate codopé  $\text{Yb}^{3+} : \text{Er}^{3+}$  et, dans une moindre mesure, des lasers à fibre phosphosilicate dopée  $\text{Yb}^{3+} : \text{Er}^{3+}$  pour tester le potentiel de ces sources vis à vis de la rétroinjection et surtout augmenter la durée de vie  $\tau_r$  du niveau émetteur afin d'augmenter le facteur de mérite K. L'objectif principal de ce premier chapitre est donc de montrer l'importance des différentes caractéristiques du laser pour dégager le milieu amplificateur et la géométrie de cavité les plus appropriés pour cette technique de mesure. Une première étude comparative des différents types de laser basée sur le seul critère K est donnée dans le tableau I.2.

Laser	$\lambda(\mu\text{m})$	$\tau_r$	$\tau_c$	K
SemiConducteur	0,6-1,5	1-2 ms	1 ps	$1.10^3$
Nd <sup>3+</sup> :YAG (L= 1 m)	1,064	240 $\mu\text{s}$	0,3 $\mu\text{s}$	$7.10^2$
Microlaser Nd <sup>3+</sup> (L=1mm)	1,064	240 $\mu\text{s}$	0,3 $\mu\text{s}$	$7.10^5$
Laser Yb:Er (L=12 mm)	1,535	8 ms	4 ns	$2.10^6$
MicroLaser Yb:Er (L=1 mm)	1,535	8 ms	0,3 ns	$2,4.10^7$
Laser à fibre dopée YbEr (L=30 cm)	1,535	10 ms	0,6 ns	$1,6.10^7$

Tableau I.2 : Comparaison du facteur de mérite K pour différents types de lasers.

Il apparaît dans ce tableau que les lasers à solides à cavité courte présentent pour avantage principal une durée de vie  $\tau_r$  beaucoup plus élevée que la durée de vie des paires électrons-trous dans les lasers à semi-conducteurs. Le temps de vie des photons dans la cavité  $\tau_c$  est peu élevé compte tenu de la faible longueur de leur cavité (entre 1 mm et 1 cm) mais reste néanmoins très supérieur à celui obtenu dans les diodes laser. Cependant, nous constatons que le facteur de mérite K des micro-lasers à solide reste 3 à 4 ordres de grandeur supérieur à celui des diodes laser. Dans le cas des lasers à fibre dopée erbium, le gain important provoqué par le confinement transverse de l'onde dans la fibre autorise un coefficient du coupleur de sortie très faible ( $R_2=4\%$ ) correspondant à la seule réflexion de Fresnel sur la face clivée de la fibre. Il en résulte un temps de vie des photons dans la cavité du même ordre de grandeur que celui d'un laser Yb<sup>3+</sup> : Er<sup>3+</sup> malgré la grande longueur de sa cavité.

Le dernier paramètre que l'on prendra en compte pour l'étude de la rétroinjection est lié aux caractéristiques de la cible. Le paramètre de rétroinjection sera défini comme dans la thèse de R. Day [Day 2000] par un terme de coefficient de couplage  $\gamma_{\text{ext}}$  :

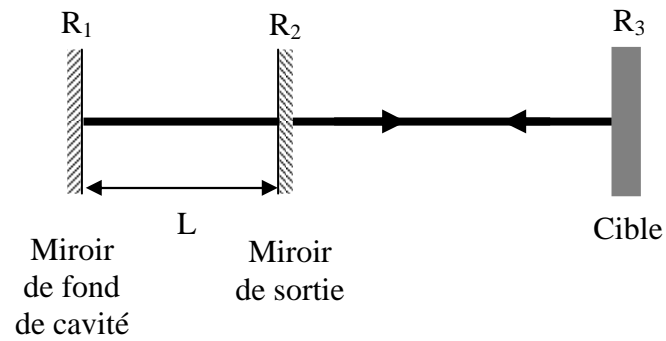
$$\gamma_{\text{ext}} = \gamma_c \cdot \sqrt{R_{\text{eff}}} \quad (\text{I.19})$$

Où  $R_{\text{eff}}$  est défini comme étant la réflectivité effective de la cible et s'exprime à l'aide de la figure I.5 par la formule suivante :

$$R_{\text{eff}} = g^2 \cdot R_3 \quad (\text{I.20})$$



Le facteur  $g$  ( $0 < g < 1$ ) caractérise le taux de recouvrement entre le champ intracavité et le champ réinjecté dans le laser; la valeur  $g=1$  correspond au recouvrement parfait entre les deux champs.  $R_3$  est le coefficient de réflectivité en intensité de la cible. Le facteur  $g$  peut également contenir les effets de décohérence qui peuvent se produire lors de la diffusion sur la cible.



*Figure I.5 : Schéma simple d'une cavité laser en rétroinjection optique.*

## 2. Modélisation d'un laser à solide de classe B soumis à une rétroinjection

Au cours de ce travail de thèse, plusieurs lasers ont été étudiés et comparés. Trois types de lasers étaient à notre disposition :

- Laser à solide verre phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ .
- Laser à fibre dopée  $\text{Er}^{3+}$ .

On peut assimiler ces lasers à des systèmes à 3 niveaux.

- Laser à solide LNA: $\text{Nd}^{3+}$  de type 4 niveaux.

Dans ce paragraphe, nous allons, dans un premier temps, modéliser un système à 3 niveaux soumis à une rétroinjection optique décalée en fréquence cohérente puis nous rappellerons rapidement les principaux résultats décrits dans la thèse de R. Day [Day 2000] concernant un système à 4 niveaux.

### 2.1. Modèle pour un laser à trois niveaux

Au paragraphe 1.2, nous avons rappelé les équations d'évolution de l'inversion de population et champ électrique pour un système à 3 niveaux simple lorsqu'il n'est soumis à aucun retour optique (respectivement les équations (I.4) et (I.5)). Désormais, nous allons supposer que le laser est soumis à une rétroinjection optique et que l'onde rétroinjectée dans le laser subit un décalage de la fréquence optique entre l'émission et le retour optique.

Ce décalage de fréquence peut être attribué soit à un décalage dû à l'effet Doppler sur une cible en mouvement, soit à un décalage optique imposé par un modulateur optique placé à la sortie du laser, comme illustré sur la figure I.6. Sur cette figure, la fréquence de l'onde rétroinjectée dans le laser s'écrit :

$$\nu_r = \nu_0 + 2F_{\text{Ref}} = \nu_0 + \nu_m$$

Où la fréquence de décalage  $\nu_m$  est égale à deux fois la fréquence de décalage pour un simple passage ( $\nu_m = 2F_{\text{Ref}}$ ), en raison du double passage dans le modulateur imposé par la technique de rétroinjection.

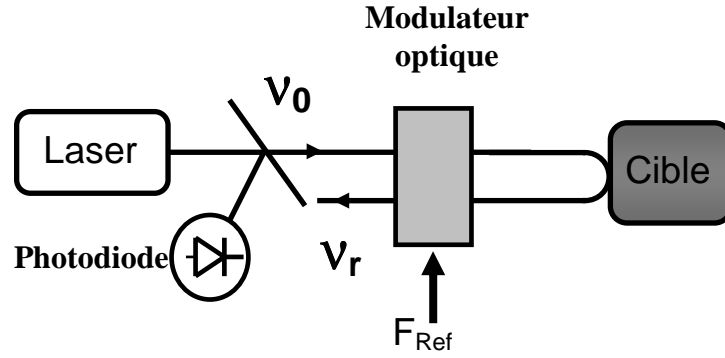


Figure I.6 : Schéma de principe de la rétroinjection décalée en fréquence.

Dans le cas d'un décalage en fréquence de type Doppler sur une cible en mouvement, la fréquence de modulation  $\nu_m$  vaut directement  $\Delta\nu_{Doppler}$ .

Donc en reprenant les notations du paragraphe 1.2, les deux équations différentielles de l'inversion de population et du champ électrique s'écrivent alors :

$$\frac{dN(t)}{dt} = W_p (N_T - N(t)) - \gamma_r (N(t) + N_T) - 2BN(t)|E(t)|^2$$

$$\frac{dE(t)e^{i\omega t}}{dt} = \left[ i\omega_c + \frac{1}{2}(BN - \gamma_c) \right] E(t)e^{i\omega t} + \gamma_{ext} E(t - \tau)e^{i[\omega(t-\tau) + \Omega_m t]} \quad (I.21)$$

Il apparaît dans l'équation différentielle du champ électrique (I.21) un terme supplémentaire caractérisant le champ électrique réinjecté dans la cavité laser et décalé en fréquence optique de  $\Omega_m = 2\pi\nu_m$ . Par soucis de simplicité, nous avons supposé que l'intégralité du décalage en fréquence se produit juste avant de réinjecter le signal dans la cavité. Comme nous n'allons pas exploiter la phase du signal, cela n'aura pas d'importance dans la suite de ce mémoire.

Ce terme supplémentaire dépend du paramètre de couplage  $\gamma_{ext}$  défini dans le paragraphe 1.2 et du décalage temporel entre l'onde oscillant dans la cavité et l'onde réinjectée caractérisé par le temps de vol  $\tau = \frac{2D}{c}$  (où  $D$  est la distance entre le coupleur de sortie du laser et la cible). Le cas particulier où  $\Omega_m = 0$  caractérise le cas où le laser est soumis à une rétroinjection directe sans décalage en fréquence.

Comme on soumet le laser à un retour optique décalé en fréquence  $\Omega_m = 2\pi\nu_m$ , le champ électrique réinjecté dans le laser s'écrit alors en reprenant les termes de l'équation (I.6) par:

$$E_{inj}(t)e^{i\omega t} = E_c(t - \tau)e^{i\phi_c(t - \tau)}e^{i[\omega(t - \tau) + \Omega_m t]} \quad (I.22)$$

Pour résoudre l'équation I.21, on suppose que la pulsation optique n'est pas modifiée si la rétroinjection optique est faible:  $\omega \approx \omega_c$ . On suppose aussi que le temps de cohérence du laser est supérieur au temps de vol  $\tau$  donc que  $E_c(t - \tau) \approx E_c(t)$ . En posant ces approximations, on détermine les nouvelles équations simplifiées d'évolution de l'inversion de population et du champ électrique caractérisant la dynamique du laser soumis à une rétroinjection décalée en fréquence:

$$\frac{dN(t)}{dt} = W_p(N_T - N(t)) - \gamma_r(N(t) + N_T) - 2BN(t)|E_c(t)|^2 \quad (I.23)$$

$$\frac{dE_c(t)}{dt} = \left[ \frac{1}{2}(BN - \gamma_c) \right] E_c(t) + \gamma_{ext} E_c(t) \cdot \cos(\Omega_m t - \omega_c \tau - \Omega_m \tau)$$

Comme lors de l'étude des oscillations de relaxation, on réalise ensuite une étude des perturbations au premier ordre autour des solutions stationnaires (I.12) en combinant les équations (I.23) et on a alors:

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = (-W_p - 2BE_s^2 - \gamma_r)\Delta N(t) - 4\gamma_c E_s^2 \Delta E_c(t) \quad (I.24)$$

$$\frac{d\Delta E_c}{dt} = \frac{1}{2}BE_s \Delta N(t) + \gamma_{ext} E_s \cos(\Omega_m t - \omega_c \tau - \Omega_m \tau)$$

En dérivant une seconde fois par rapport au temps l'équation de la variation du champ électrique  $\Delta E_c$  et en posant  $\tan \varphi = \frac{\Omega_m}{(W_p + \gamma_r) \left( \frac{\beta}{\beta_s} \right)}$  on obtient l'équation décrivant la

dynamique du laser soumis à un retour optique décalé en fréquence qui est défini par:

$$\frac{d^2 \Delta E_c(t)}{dt^2} + (W_p + \gamma_r) \left( \frac{\beta}{\beta_s} \right) \frac{d \Delta E_c(t)}{dt} + \omega_r^2 \Delta E_c(t) = \frac{\gamma_{\text{ext}} E_s (W_p + \gamma_r) \left( \frac{\beta}{\beta_s} \right) \cos(\Omega_m t - \omega_c \tau - \Omega_m \tau + \varphi)}{\cos \varphi} \quad (\text{I.25})$$

avec dans cette équation,  $\omega_r$  la pulsation des oscillations de relaxation du laser à 3 niveaux déjà définie par l'expression (I.18).

Pour résoudre cette équation différentielle, on cherche une solution particulière de la forme:

$$\Delta E_c(t) = \gamma_{\text{ext}} \gamma_E (\Omega_m) E_s \cos(\Omega_m (t - \tau) - \omega_c \tau + \varphi + \psi) \quad (\text{I.26})$$

$$\text{avec } \gamma_E(\Omega_m) = \frac{\sqrt{(W_p + \gamma_r)^2 \left( \frac{\beta}{\beta_s} \right)^2 + \Omega_m^2}}{\sqrt{(\omega_r^2 - \Omega_m^2)^2 + (W_p + \gamma_r)^2 \left( \frac{\beta}{\beta_s} \right)^2 \Omega_m^2}}, \quad (\text{I.27})$$

A partir de l'équation (I.26), on peut établir que la variation relative de la puissance à la sortie du laser  $\frac{\Delta P_s}{P_s}$  attribuée à la rétroinjection optique décalée en fréquence de  $\Omega_m/2\pi$  est donnée par:

$$\frac{\Delta P_s(\Omega_m)}{P_s} = \frac{2 \Delta E_c(t, \Omega_m)}{E_s} = 2 \gamma_{\text{ext}} \gamma_E(\Omega_m) \cos(\Omega_m t - \omega_c \tau - \Omega_m \tau + \Delta \phi_E) \quad (\text{I.28})$$

avec  $\Delta \phi_E = \varphi + \psi$

L'amplitude de la variation de la puissance à la sortie du laser est donnée dans le cas général par:

$$A = 2 \gamma_{\text{ext}} \gamma_E(\Omega_m) \quad (\text{I.29})$$

On constate une résonance de la variation de la puissance de sortie lorsque le décalage de fréquence entre l'onde oscillant dans la cavité et l'onde rétroinjectée coïncide avec la fréquence des oscillations de relaxation  $\Omega_m = \omega_r$ . Dans ce cas, l'amplitude relative est

maximale et vaut avec l'approximation  $\omega_r \gg (W_p + \gamma_r) \left( \frac{\beta}{\beta_s} \right)$ :

$$\gamma_E(\Omega_m = \omega_r) = \frac{1}{(W_p + \gamma_r) \left( \frac{\beta}{\beta_s} \right)} \quad (\text{I.30})$$

Soit une amplitude  $A(\Omega_m = \omega_r)$  :

$$A(\Omega_m = \omega_r) = 2\sqrt{R_{\text{eff}}} \frac{\gamma_c}{(W_p + \gamma_r) \left( \frac{\beta}{\beta_s} \right)} = 2\sqrt{R_{\text{eff}}} \cdot K \cdot \frac{1}{\left( \frac{W_p}{\gamma_r} + 1 \right) \frac{\beta}{\beta_s}} \quad (\text{I.31})$$

On constate alors que l'amplitude du signal de rétroinjection est bien directement proportionnelle au facteur de mérite  $K$ . Toutefois, il apparaît un facteur supplémentaire directement lié au taux de pompage. Cet effet correspond au rapport  $\frac{W_p}{\gamma_r}$  qui apparaît au dénominateur de l'expression (I.31).

Expérimentalement, nous serons également amenés à utiliser une modulation d'amplitude à la place d'un simple décalage de la fréquence optique. Ce cas correspond alors à créer deux bandes latérales en  $\pm \frac{\Omega_m}{2\pi} = \nu_m$  autour de la fréquence optique de la porteuse à  $\nu_0$ . L'équation

I.28 est modifiée et s'écrit alors :

$$\frac{\Delta P_s}{P_s} = m\gamma_{\text{ext}} \gamma_E(\Omega_m) \cos(\omega_c \tau) \cos\left(\Omega_m t - \Omega_m \tau + \frac{\phi_E(\Omega_m) - \phi_E(-\Omega_m)}{2}\right) \quad (\text{I.32})$$

Où  $m$  est le taux de modulation de l'intensité du signal réinjecté.

L'amplitude de la variation de puissance de sortie du faisceau laser est définie par:

$$A_1 = m\gamma_{\text{ext}}\gamma_E(\Omega_m)|\cos(\omega\tau)| \quad (\text{I.33})$$

Dans cette expression  $\gamma_E(\Omega_m)$  correspond à l'expression (I.27). Le terme en  $|\cos(\omega\tau)|$  traduit l'effet d'interférence constructive ou destructive qui peut se produire entre les deux ondes réinjectées.

## 2.2. Modèle pour un laser à quatre niveaux

Comme le cas d'un laser à 4 niveaux a déjà été étudié [Day 2000], nous n'allons rappeler ici que les principales hypothèses du modèle de départ puis expliciter l'équation différentielle décrivant l'évolution de l'inversion de population et celle décrivant le champ électrique oscillant dans ce type de laser. Le diagramme en énergie d'un laser à quatre niveaux est représenté schématiquement sur la figure I.7.

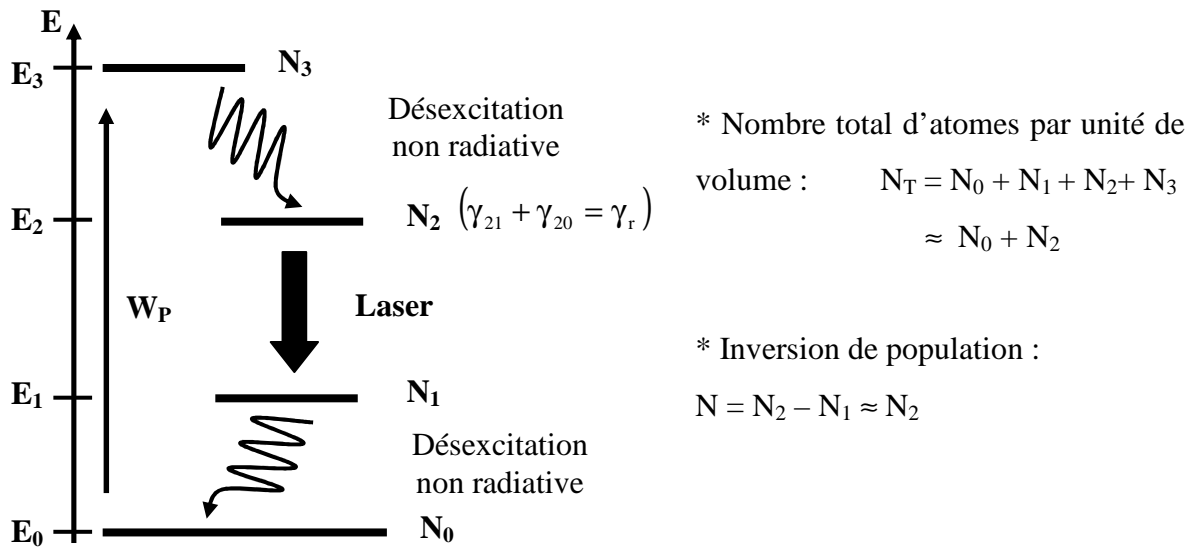


Figure I.7: Diagramme en énergie d'un laser à quatre niveaux.

Sur ce diagramme,  $N_0, N_1, N_2$  et  $N_3$  désignent respectivement les densités de populations dans le niveau fondamental, le niveau final et le niveau initial de la transition optique mise en jeu.  $W_p$  est un taux de pompage par atome (en  $s^{-1}$ ).

Si on suppose que le système est un système à 4 niveaux parfait, les taux de désexcitation spontanée  $\gamma_3$  et  $\gamma_1$  sont très élevés et peuvent être supposés infinis. D'autre part,  $\gamma_3 = \gamma_{32}$  c'est à dire que l'on suppose que la désexcitation du niveau excité par pompage s'effectue

majoritairement vers le niveau  $E_2$ . Les populations des niveaux (3) et (1) sont alors supposées nulles :  $N_3=0$  et  $N_1=0$ . L'inversion de population  $N$  vaut alors  $N_2$ .

Donc en supposant la désexcitation du niveau 3 instantanée ( $dN_3/dt=0$ ) et en tenant compte des approximations précédentes, l'équation d'évolution de l'inversion de population s'écrit :

$$\frac{dN}{dt} = W_p (N_T - N) - \gamma_r N - BN|E(t)|^2 \quad (I.34)$$

L'équation différentielle décrivant l'évolution du champ électrique dans la cavité lorsque le système est soumis, comme précédemment dans le cas du système à 3 niveaux, à une rétroinjection optique décalée en fréquence est toujours donnée par :

$$\frac{dE(t)e^{i\omega t}}{dt} = \left[ i\omega_c + \frac{1}{2}(BN - \gamma_c) \right] E(t)e^{i\omega t} + \gamma_{ext} E(t - \tau)e^{i[\omega(t-\tau) + \Omega_m t]} \quad (I.35)$$

En combinant les équations I.34 et I.35 avec l'hypothèse d'une perturbation faible au premier ordre, il en résulte une variation dynamique de l'amplitude du champ électrique  $\Delta E_c$  (I.12) autour de l'état stationnaire qui est solution de l'équation différentielle:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta E_c(t)}{dt^2} + \gamma_r \eta \frac{d\Delta E_c(t)}{dt} + \omega_r^2 \Delta E_c(t) = \\ \gamma_{ext} \left[ \gamma_r \eta \cos(\Omega_m t - \omega_c \tau - \Omega_m \tau) - \Omega_m \sin(\Omega_m t - \omega_c \tau - \Omega_m \tau) \right] E_s \end{aligned} \quad (I.36)$$

avec  $\eta = \frac{W_p}{W_{ps}}$  le taux de pompage par rapport au taux de pompage au seuil  $W_{ps}$ .

Lorsque  $\gamma_r \ll \gamma_c$  (laser à 4 niveaux de classe B), la dynamique de retour à l'équilibre après une perturbation est caractérisée par des oscillations de relaxation dont la pulsation propre est donnée par:

$$\omega_r = \sqrt{\gamma_r \gamma_c (\eta - 1)} \quad (I.37)$$

La résolution de l'équation (I.36) est basée sur les mêmes arguments que ceux donnés en détail dans la description du modèle pour un laser à 3 niveaux du paragraphe 2.1. Pour un laser à 4 niveaux, la solution a déjà été explicitée dans les travaux de R. Day [Day 2000] et



elle n'est rappelée ici que parce que ces résultats théoriques seront utilisés pour comparer les performances des systèmes à 3 et 4 niveaux. On peut établir alors que la variation de puissance à la sortie du laser est donnée par :

$$\frac{\Delta P_s(\Omega_m)}{P_s} = \frac{2\Delta E_c(t, \Omega_m)}{E_s} = 2\gamma_{\text{ext}}\gamma_E(\Omega_m)\cos(\Omega_m t - \omega_c \tau - \Omega_m \tau + \Delta\phi_E) \quad (\text{I.38})$$

avec

$$\gamma_E(\Omega_m) = \frac{\sqrt{(\gamma_r \eta)^2 + \Omega_m^2}}{\sqrt{(\omega_r^2 - \Omega_m^2)^2 + (\gamma_r \eta)^2 \Omega_m^2}} \quad (\text{I.39})$$

L'amplitude de cette modulation relative est donnée par:

$$A = 2\gamma_{\text{ext}}\gamma_E(\Omega_m) \quad (\text{I.40})$$

Comme pour le modèle à 3 niveaux, on constate une résonance de la variation de la puissance de sortie du faisceau laser lorsque  $\Omega_m = \omega_r$ . L'effet de rétroinjection est alors maximal et dans ce cas, avec la même approximation que pour l'expression (I.30), l'amplitude devient:

$$A(\Omega_m = \omega_r) = 2\sqrt{R_{\text{eff}}}\gamma_c \cdot \gamma_E(\Omega_m = \omega_r) = 2\sqrt{R_{\text{eff}}}\cdot K \cdot \frac{1}{\eta} \quad (\text{I.41})$$

$$\text{avec } \gamma_E(\Omega_m = \omega_r) = \frac{1}{\gamma_r \cdot \eta} \quad (\text{I.42})$$

On constate alors que l'amplitude du signal de rétroinjection dépend ici directement du facteur de mérite  $K = \frac{\gamma_c}{\gamma_r} = \frac{\tau_r}{\tau_c}$  introduit initialement par K. Otsuka . Cette relation illustre bien que plus ce facteur K est élevé, plus le laser est sensible à la rétroinjection.

Dans le cas particulier où il n'y a pas de décalage en fréquence entre l'émission et le retour optique, c'est à dire lorsque  $\Omega_m = 0$  (détection homodyne),  $A = 2\sqrt{R_{\text{eff}}}\frac{\eta}{(\eta-1)}$ . Lorsque

$\eta \gg 1$ , il n'y a pas d'effet d'exaltation dû à la dynamique spécifique du laser. Le signal est alors identique à celui que l'on obtiendrait dans un montage interférométrique classique.

Dans le cas d'une modulation d'amplitude, les expressions de la variation relative de la puissance à la sortie du laser et de son amplitude associée sont équivalentes à celles données pour le modèle à 3 niveaux par les expressions (I.32) et (I.33). Le seul paramètre qui change est le  $\gamma_E(\Omega_m)$  qui est différent suivant le modèle étudié.

### 2.3. Comparaison des modèles en fonction de la nature des milieux à gain

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier l'influence de la nature du milieu amplificateur sur la réponse d'un laser soumis à une rétroinjection optique. Nous avons vu que, suivant la nature du diagramme en énergie du système mis en jeu dans le cycle de pompage - 3 niveaux ou 4 niveaux -, il apparaît une différence dans les modèles décrivant la réponse du laser soumis à une rétroinjection. Avant de valider expérimentalement ces deux modélisations, nous illustrerons tout d'abord quantitativement l'influence de la nature du milieu amplificateur par une série de simulations numériques. Puis nous montrerons d'une part les différences qui existent en fonction du système utilisé (3 ou 4 niveaux) et d'autre part l'influence d'autres paramètres comme la durée de vie du niveau émetteur ou le taux de pompage sur le signal de rétroinjection.

La sensibilité à la rétroinjection d'un laser de classe B est caractérisée par le paramètre d'amplitude  $\gamma_E(\Omega_m)$ , que l'on a défini dans les paragraphes 2.1 et 2.2, où  $\Omega_m/2\pi$  est la différence de fréquence optique entre l'onde incidente et l'onde rétroinjectée. Dans ce paragraphe, nous allons comparer les deux expressions de  $\gamma_E(\Omega_m)$  I.27 et I.39 respectivement obtenues pour un système à 3 et à 4 niveaux.

Comme nous l'avons déjà évoqué, nous avons à notre disposition deux lasers à solide mis en œuvre dans des cavités à géométrie identique (cavités plano-concave avec pompage longitudinal par diode laser que l'on détaillera dans le paragraphe 3). Le premier laser est un laser verre phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  (3 niveaux) ; la durée de vie du niveau émetteur est  $\tau_r=8\text{ms}$ . Le second laser est un laser LNA: $\text{Nd}^{3+}$  (4 niveaux) ; la durée de vie des ions Nd est égale à  $\tau_r=250\mu\text{s}$ . Nous choisissons donc respectivement  $\gamma_i=125\text{s}^{-1}$  et  $\gamma_r = \frac{1}{\tau_r} = 4000\text{s}^{-1}$ .

Dans un premier temps, nous nous sommes efforcés d'étudier l'influence du type de système laser (à 3 ou à 4 niveaux) sur la réponse à une rétroinjection optique. Pour cela, nous avons fixé l'ensemble des paramètres identiques (fréquence des oscillations de relaxation, durée de vie du niveau émetteur ( $\gamma_r=125\text{s}^{-1}$ ) ...) et nous n'avons envisagé comme différence que la nature du cycle optique en jeu dans notre laser. Cette étude est représentée sur la figure I.8. Ces courbes normalisées montrent tout d'abord que l'effet de rétroinjection est maximum lorsque la fréquence de décalage  $\nu_m$  est égale à la fréquence des oscillations de relaxation du laser  $F_r$ . Cette fréquence est identique pour les deux systèmes car tous les paramètres sont

identiques (cf (I.18) et (I.37)). On retrouve, comme nous l'avons déjà évoqué au début de ce chapitre, une analogie avec un oscillateur mécanique soumis à une perturbation extérieure. Le gain en amplitude du signal autour de la résonance montre également l'intérêt de mettre en œuvre une détection hétérodyne pour constamment obtenir une fréquence de battement intracavité voisine de  $F_r$ . La courbe montre ensuite que, à résonance, l'amplitude obtenue dans le cas du laser 4 niveaux est supérieure à celle du 3 niveaux (x10). Nous verrons que cette tendance est d'autant plus marquée que le taux de pompage  $\eta$  au dessus du seuil est élevé.

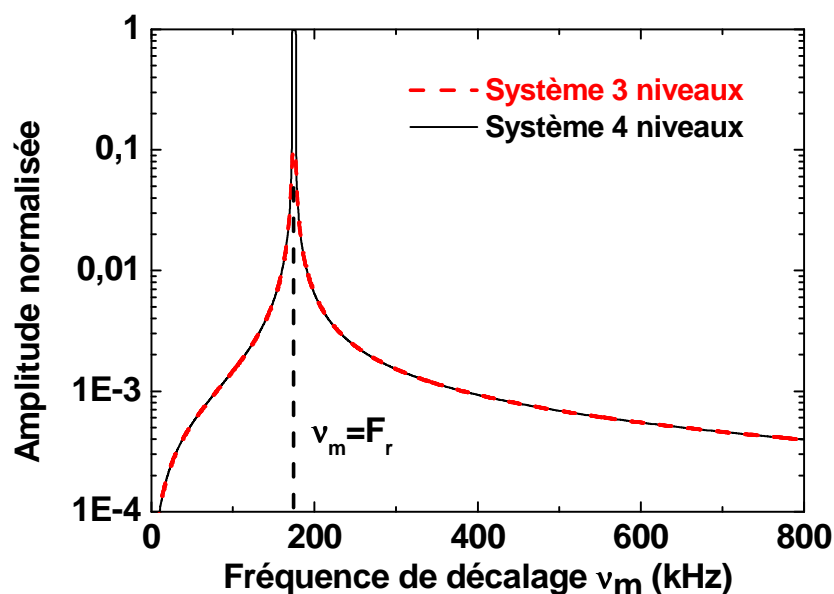


Figure I.8: Evolutions théoriques du paramètre d'amplitude  $\gamma_E(\Omega_m)$  en fonction de la fréquence de décalage  $\nu_m$  :  $\eta=3$ ,  $L=0,01m$ ,  $R_2=0,99$ ,  $\gamma_r=125 s^{-1}$  et  $\gamma_c=1,5.10^8 s^{-1}$ .

En dehors de la fréquence des oscillations de relaxation, les deux systèmes présentent une réponse identique vis à vis de la rétroinjection.

Sur les courbes théoriques normalisées de la figure I.9, nous avons tracé l'évolution de l'amplitude relative du signal de rétroinjection  $\gamma_E(\Omega_m)$  pour les systèmes à 3 et 4 niveaux à leur fréquence de résonance propre, en fonction de la durée de vie du niveau émetteur mis en jeu dans l'oscillation laser. Nous constatons que pour les deux systèmes, l'effet de rétroinjection augmente avec la durée de vie  $\tau_r$  et est toujours supérieur dans le cas du laser à 4 niveaux par rapport à un système à 3 niveaux.

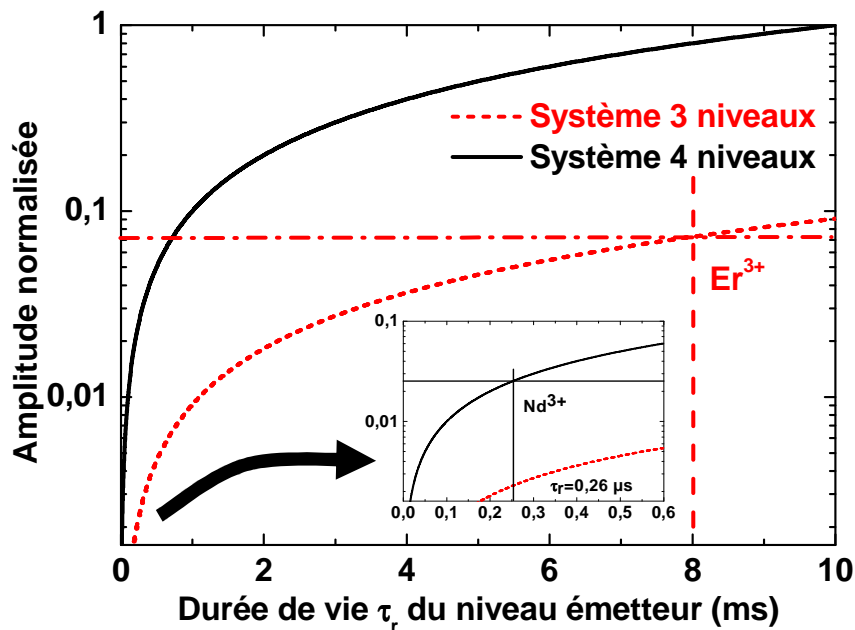


Figure I.9: Etudes numériques de l'évolution du paramètre d'amplitude  $\gamma_E(\Omega_m)$  en fonction de la durée de vie du niveau émetteur à la résonance  $\nu_m = F_r$  :  $\eta=3$ ,  $L=0,01\text{m}$ ,  $R_2=0,99$ ,  $\gamma_c=1,5.10^8 \text{ s}^{-1}$ .

A partir de ces deux premiers cas théoriques, nous pouvons conclure que le système idéal serait un laser de type 4 niveaux dont la durée de vie serait la plus longue possible.

Les deux systèmes lasers à solide que nous avons choisis d'étudier afin de comparer les systèmes 3 et 4 niveaux sont donc respectivement des systèmes dopés Erbium (verre: Er:Yb) et des systèmes à base de Néodyme (LNA:Nd ou YAG:Nd). La figure I.10 compare ces deux systèmes lasers. Bien que la durée de vie du niveau supérieur de la transition de l'Erbium soit 30 fois supérieure à celle du Néodyme, le gain sur l'amplitude du signal de rétroinjection est seulement voisin de 2 à la résonance, pour un taux de pompage  $\eta$  égal à 3. Cette particularité est illustrée aussi sur la figure I.9.

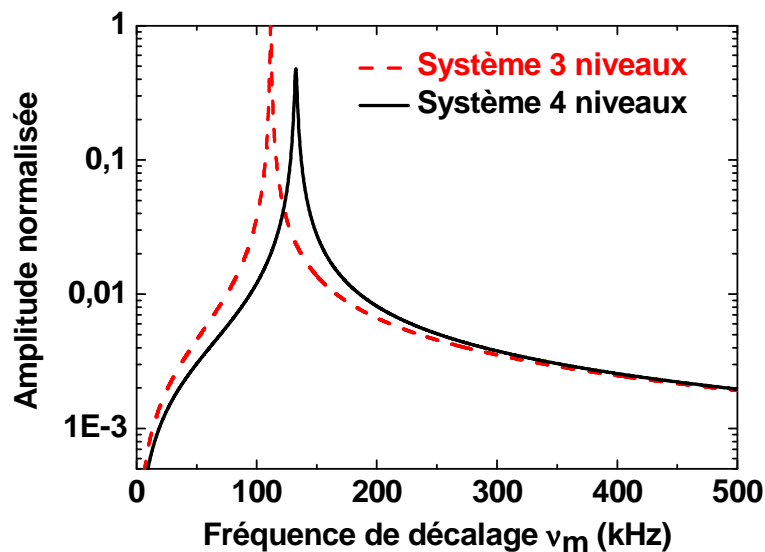


Figure 1.10: Evolutions théoriques du paramètre d'amplitude  $\gamma_E(\Omega_m)$  en fonction de la fréquence de décalage  $\nu_m$ :  $\eta=3$ ,  $L=0,01$  m,  $R_2=0,99$ ,  $\gamma_r=125$  s<sup>-1</sup> pour l'Erbium,  $\gamma_r=4000$  s<sup>-1</sup> pour le Néodyme et  $\gamma_c=1,5 \cdot 10^8$  s<sup>-1</sup>.

Il est cependant important de souligner que l'amplitude du signal de rétroinjection dépend beaucoup plus fortement du taux de pompage dans le cas d'un système à 3 niveaux contrairement au système à 4 niveaux. Cet effet du taux de pompage  $\eta$  sur la réponse d'un laser de classe B est représenté sur la figure I.11. On remarque bien sur cette figure que plus on augmente le taux de pompage, plus la fréquence des oscillations de relaxation croît, comme prévu par les formules théoriques ((I.18) et (I.37)). De plus, on observe un élargissement du pic de résonance lorsque le taux de pompage augmente. La largeur à mi-hauteur du pic des oscillations de relaxation ayant tendance à s'élargir, cela réduit de façon très importante l'amplitude de résonance des pics. Ainsi pour un taux de pompage  $\eta$  voisin de 1,1 (fonctionnement du laser juste au dessus du seuil), l'amplitude obtenue sur le laser à base d'Erbium est 10 fois supérieure à l'amplitude du laser à base de Néodyme, soit un ordre de grandeur.

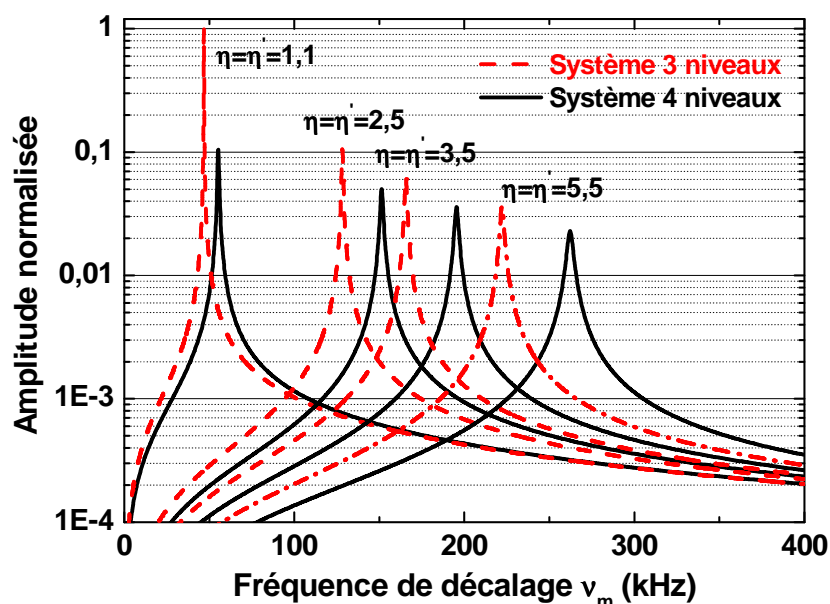


Figure 1.11: Evolutions théoriques du paramètre d'amplitude  $\gamma_E(\Omega_m)$  en fonction de la fréquence de décalage  $\nu_m$  pour différents taux de pompage  $\eta$  : paramètres :  $L=0,01$  m,  $R_2=0,99$ ,  $\gamma=125$  s<sup>-1</sup> pour le 3 niveaux ,  $\gamma=4000$  s<sup>-1</sup> pour le 4 niveaux ,  $\beta_s = 0.0455$  et  $\gamma_c=1,5.10^8$  s<sup>-1</sup>.

Lorsque le taux de pompage est plus élevé, la différence d'amplitude sur la réponse entre les deux systèmes lasers n'est plus significative et l'intérêt de choisir un système à base d'Erbium plutôt qu'un laser à Néodyme s'estompe. Afin de profiter pleinement de la sensibilité d'un laser à trois niveaux à la rétroinjection optique, il est donc préférable d'avoir un taux de pompage voisin de 1, c'est à dire de choisir un fonctionnement laser très près du seuil d'oscillation. Cette condition se révèle toutefois difficile à obtenir expérimentalement, comme nous le verrons dans les chapitres suivants.

Cette partie théorique permet donc de raffiner l'approche simplifiée basée uniquement sur le seul critère de mérite K décrit par K. Otsuka. En effet, il apparaît que le taux de pompage est aussi un critère à prendre en compte, en particulier dans le cas des systèmes à 3 niveaux.

### 3. Caractéristiques des lasers verre phosphate codopé $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ et LNA dopé $\text{Nd}^{3+}$ .

Pour valider expérimentalement les modèles théoriques développés précédemment, nous avons sélectionné ces deux milieux amplificateurs solides. Ils permettent d'obtenir une comparaison satisfaisante des facteurs spécifiques qui influencent la sensibilité à la rétroinjection.

#### 3.1. Laser à solide verre phosphate codopé $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$

Les principaux éléments terres rares présentant une transition à 3 niveaux et une durée de vie longue sont les ions Holmium  $\text{Ho}^{3+}$ , Thulium  $\text{Tm}^{3+}$ , Erbium  $\text{Er}^{3+}$  et Ytterbium  $\text{Yb}^{3+}$ . Nous avons décidé d'utiliser l'ion  $\text{Er}^{3+}$  car il présente un triple intérêt. Tout d'abord, il présente une transition optique en émission centrée autour de  $\lambda=1,54\mu\text{m}$  ce qui correspond à la bande spectrale dite de sécurité oculaire qui s'étend de 1,53 à 1,56  $\mu\text{m}$ . D'autre part, ce domaine de longueur d'onde correspond au domaine de transmission des fibres optiques en silice utilisées dans les télécommunications optiques. Il nous permet donc d'utiliser un grand nombre de composants optoélectroniques et optiques développés pour les télécommunications et de les réutiliser dans le domaine de la mesure par rétroinjection. On retrouve cet avantage dans d'autres techniques de mesure optique actuelles tels que les capteurs à réseau de Bragg par exemple. Enfin, la durée de vie du niveau émetteur est très élevée, ce qui, comme nous l'avons vu précédemment, est potentiellement un avantage pour augmenter la sensibilité d'un laser de classe B soumis à une rétroinjection optique. Malgré tout, la mise en œuvre pratique d'un laser à trois niveaux est plus délicate comparée un système à 4 niveaux en raison de la plus grande difficulté à obtenir une inversion de population. Pour un laser à 3 niveaux, cela signifie qu'il faut porter la moitié des ions dans l'état excité. Lorsque le pompage optique s'effectue depuis le niveau fondamental, il faut trouver un compromis sur la densité de dopant activateur afin de pouvoir réaliser facilement l'inversion de population tout en conservant un pompage efficace. En effet si cette densité est trop faible, le pompage n'est pas efficace car le milieu n'absorbe pas assez. Au contraire, lorsque la concentration est trop élevée, l'inversion de population devient très difficile à réaliser. Pour s'affranchir de ce



compromis sur la densité du dopant activateur, une technique simple consiste à ajouter dans la matrice d'accueil un codopant sensibilisateur.

L'absorption de la pompe s'effectue par l'intervention de ce sensibilisateur qui transfert ensuite son énergie d'excitation à l'ion activateur. Cette méthode de codopage permet alors d'optimiser la concentration du dopant activateur afin de favoriser l'émission laser tout en ajustant l'efficacité du pompage en jouant sur la concentration en sensibilisateur. Cette approche est très largement utilisée pour favoriser l'émission laser dans les systèmes à 3 niveaux tels que l'holmium  $\text{Ho}^{3+}$  (en sensibilisant avec l'ion thulium  $\text{Tm}^{3+}$ ) ou l'erbium  $\text{Er}^{3+}$  (en sensibilisant avec l'ion  $\text{Yb}^{3+}$ ).

Les premiers travaux traitant du transfert d'énergie de l'ion ytterbium vers l'ion erbium datent des années 60 [Snitzer 1965] et ont permis de mettre en évidence l'émission laser de l'erbium vers  $1,5 \mu\text{m}$  avec des matrices codopées. Cette émission laser autour de  $1,5 \mu\text{m}$  est typique d'un système laser à trois niveaux et l'inversion de population se fait entre le premier niveau excité  $^4I_{13/2}$  et le niveau fondamental  $^4I_{15/2}$  de l'erbium. La figure I.12 représente le diagramme en énergie des niveaux mis en jeu, les transitions optiques et le transfert en énergie de l'ion sensibilisateur vers l'ion activateur. La durée de vie du niveau émetteur est exceptionnellement longue ( $\tau_r=8\text{ms}$ ) ce qui permet d'obtenir un très grand contraste avec la durée de vie obtenue pour le système à 4 niveaux à base de  $\text{Nd}^{3+}$ . La structure du laser est représentée sur la figure I.13 et correspond à une cavité hémisphérique pompée longitudinalement par une diode laser [Laporta 1992][Laporta 1993].

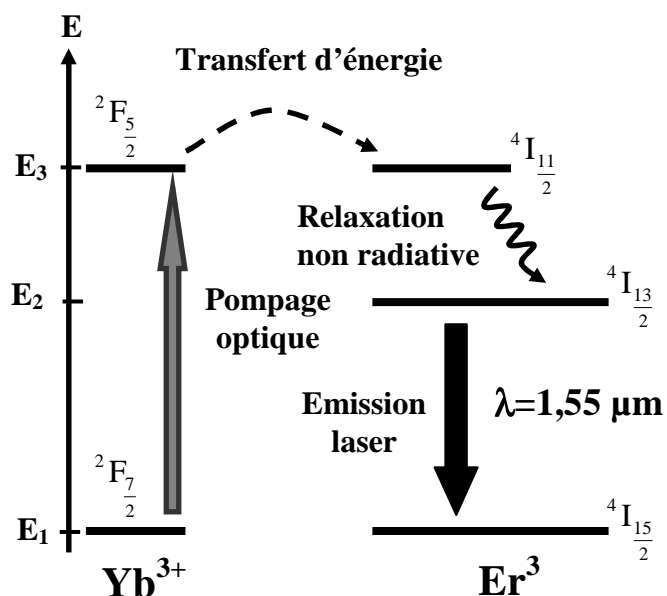


Figure I.12: Transferts d'énergie mis en jeu entre les ions  $\text{Yb}^{3+}$  et  $\text{Er}^{3+}$  pour l'émission laser à  $1,55 \mu\text{m}$ .

Actuellement, la matrice d'accueil la plus performante pour le codopage  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  est un verre phosphate commercialisé par la société Kigre SA sous la référence QX: $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  [Kigre]. Le milieu amplificateur utilisé dans les différentes cavités mises en œuvre est constitué d'une puce de verre phosphate Kigre QX: $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  (épaisseur  $e=710\text{ }\mu\text{m}$ ) codopée avec 0.8%  $\text{Er}^{3+}$  et 20%  $\text{Yb}^{3+}$  [Kigre]. Le miroir plan diélectrique d'entrée ( $M_1$ ) est directement déposé sur une des faces de la lame de verre. Les caractéristiques de son traitement diélectrique sont  $R_1=99,98\%$  @  $1,535\text{ }\mu\text{m}$   $T>90\%$  @  $980\text{ nm}$ . L'autre face est traitée anti-reflet @  $1,535\text{ }\mu\text{m}$ .

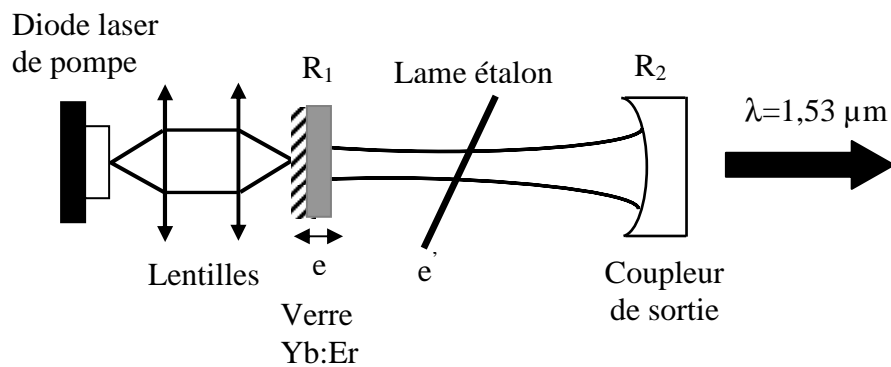


Figure I.13: Schéma de principe de la cavité hémisphérique.

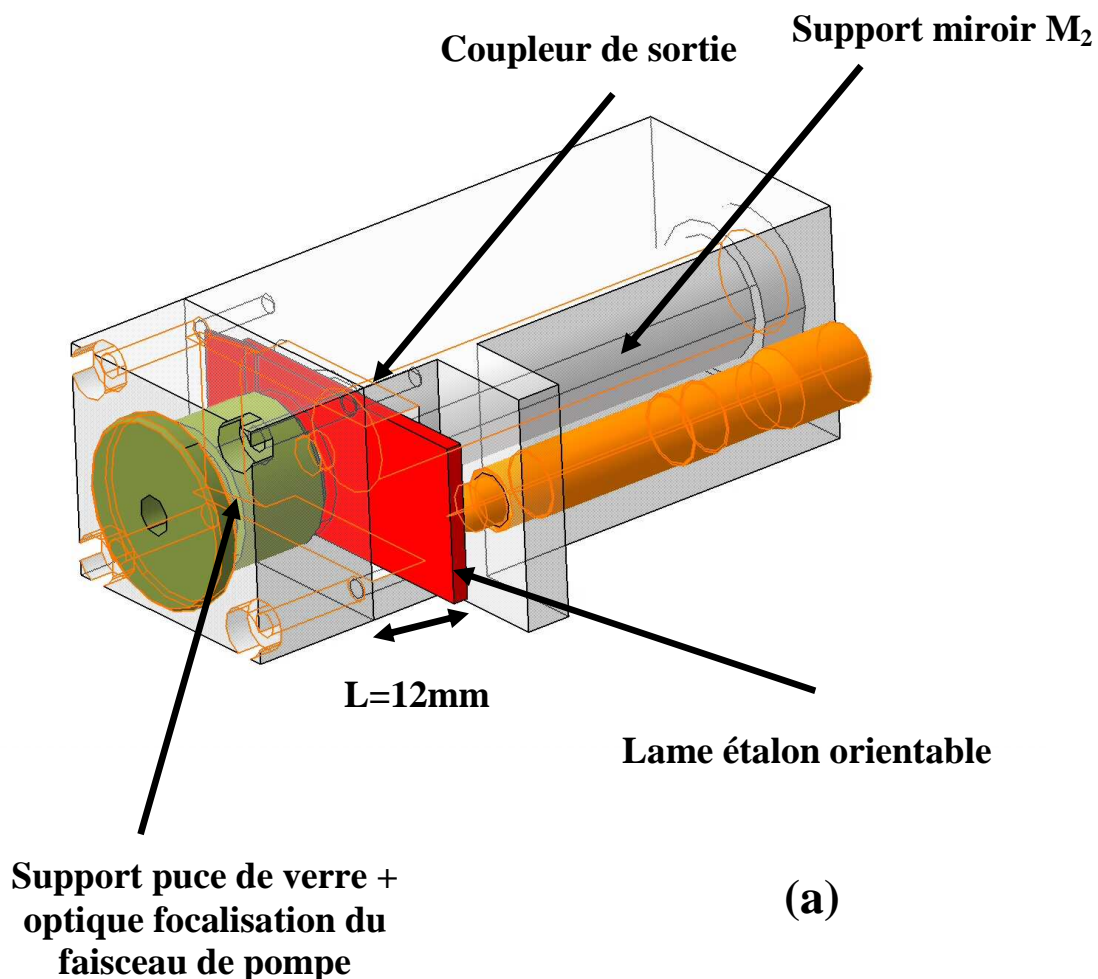
Le coupleur de sortie est un miroir concave de rayon de courbure  $R_c$ , de coefficient de transmission noté  $T_2$  @  $\lambda=1,535\text{ }\mu\text{m}$ . Pour forcer le laser à fonctionner en régime monomode longitudinal, on insère dans la cavité une lame étalon d'épaisseur  $e'=150\text{ }\mu\text{m}$ .

Au cours de ce travail de thèse, plusieurs configurations de cavité laser basées sur le verre phosphate QX: $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  ont été réalisés et seront décrites dans les paragraphes suivants. Ces différentes structures présentent des longueurs de cavité  $L$  et des coefficients de transmission du coupleur de sortie  $T_2$  très différentes. Ces différentes cavités ont été mises en œuvre afin d'étudier l'influence des différents paramètres sur le fonctionnement d'un laser à solide de classe B soumis à une rétroinjection optique.

### 3.1.1. Cavités monolithiques.

#### \* Version A:

Cette cavité est représentée sur la figure I.14. Elle a été conçue au service mécanique du laboratoire par P. Leprince. Ce laser est pompé longitudinalement par une diode laser (SDL modèle 6362,  $\lambda_p=962$  nm) dont le courant du seuil d'émission laser est mesuré à 180 mA. La figure I.14.(a), représente la structure interne en 3D de la cavité laser conçue sous le logiciel graphique CATIA. On constate que l'optique de focalisation du faisceau de pompe (Thorlabs, modèle A375-B,  $f=7,5$ mm,  $ON=0,3$ ,) et la puce de verre sont montées dans un support fixe indépendant. Le coupleur de sortie est constitué par un miroir concave de rayon de courbure  $R_c=15$  mm monté dans un support séparé qui vient se visser dans l'axe de la cavité afin d'obtenir une longueur de cavité  $L$  fixe égale à 12 mm. Nous possédons trois miroirs de ce type, interchangeables, de transmission  $T_2=1\%$ ,  $2\%$  et  $3\%$  @  $1,535$   $\mu\text{m}$ .



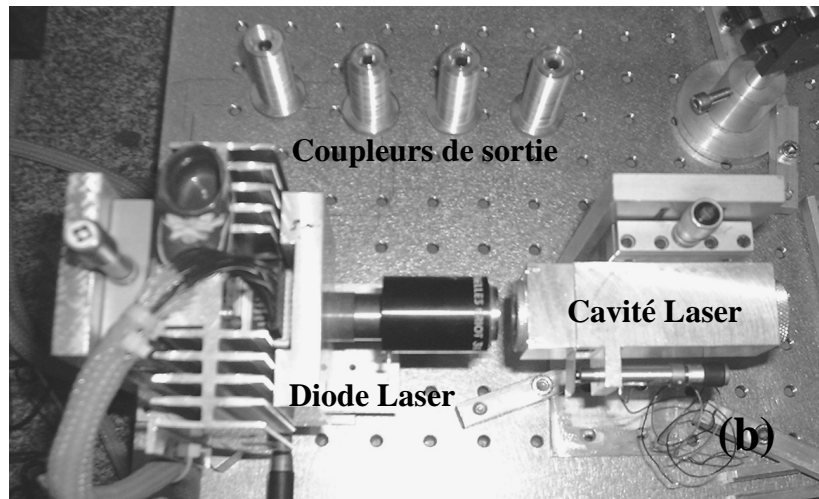


Figure I.14: Schéma 3D (a) et photographie (b) de la cavité laser Yb:Er de 12mm.

Le fonctionnement monomode longitudinal du laser est assuré par la lame étalon qui est fixée dans la structure de la cavité et dont l'orientation peut être légèrement ajustée par une vis micrométrique. En sortie du laser, le faisceau émergent est très divergent en raison d'une part de la structure hémisphérique de la cavité résonante et d'autre part de l'effet réfractif du ménisque formé par le coupleur de sortie. Pour compenser cette divergence, on ajoute après le coupleur de sortie, une lentille de collimation de courte distance focale et d'ouverture numérique élevée (Melles Griot,  $f=48$  mm,  $ON=0,083$ ). La figure I.14.(b) montre la structure de cette cavité monolithique accompagnée de la diode de pompage. Lorsque le laser fonctionne en régime monomode avec un coupleur de sortie  $T_2=3\%$ , la puissance émise est de l'ordre de 13 mW. Pour un coupleur de sortie de transmission 2%, la puissance de sortie chute à 7 mW. Le tableau I.3 donne les caractéristiques d'émission du laser pour différentes transmissions du coupleur de sortie. Avec ces différentes configurations, on obtient un taux de pompage  $\eta$  dont la valeur est comprise entre 1 et 5.

Transmission $T_2$ (%)	Intensité seuil laser (mA)
0,5	425
1	445
3	470

Tableau I.3 : comparaison du courant de seuil de l'oscillation laser en fonction de la transmission du coupleur de sortie.

Pour examiner le spectre de bruit en amplitude du laser, l'émission est détectée à l'aide d'une photodiode InGaAs (Thorlabs, modèle PDA400). La bande passante du préamplificateur est ajustée à 10 MHz et le spectre du bruit en amplitude du signal détecté est analysé par un analyseur de spectre RF (Hewlett Packard HP 8591). On obtient alors un spectre de bruit du laser en fonctionnement monomode qui est conforme au modèle théorique décrit dans le paragraphe I.2. Représenté sur la figure I.15, il est caractérisé par un pic principal correspondant aux oscillations de relaxation du laser qui sont ici centrées autour d'une fréquence de  $F_r=110$  kHz. Si le laser n'est pas parfaitement monomode (lorsque la lame étalon n'est pas correctement orientée), il apparaît dans le spectre RF précédent du bruit supplémentaire basse fréquence ( $< 50$  kHz).

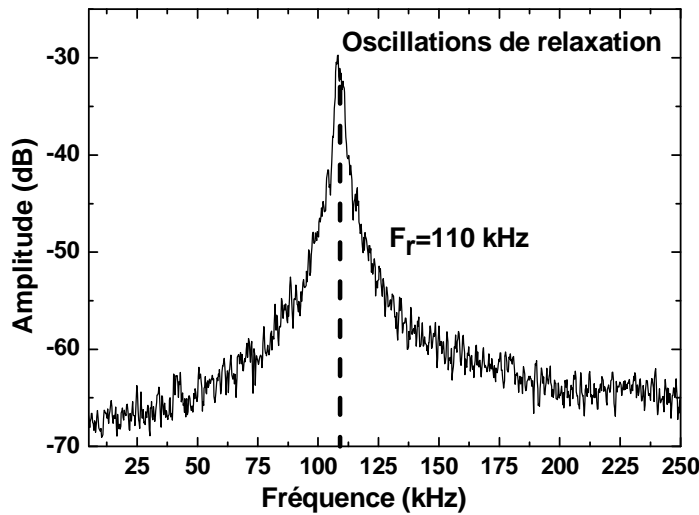


Figure I.15 : Spectre en fréquence du signal détecté avec  $R_2=3\%$  ( $\eta=3$  et bande passante de l'analyseur RF  $BW=3$  kHz).

La figure I.16 montre l'évolution de la fréquence et de l'amplitude des oscillations de relaxation en fonction du taux de pompage pour une configuration de cette cavité laser avec un coupleur de transmission  $T_2=3\%$ . La figure (a) montre que la fréquence croît en fonction du taux de pompage suivant l'évolution théorique de la fréquence des oscillations de relaxation du laser  $F_r$ , définie en fonction du taux de pompage  $\eta$ , à partir de l'expression (I.18), par :

$$F_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\gamma_r \cdot \gamma_c \cdot \left( \frac{1}{\beta_s} + 1 \right)} (\eta - 1) \quad (\text{I.43})$$

Par contre sur la figure (b), on constate que l'amplitude évolue très peu en fonction du taux de pompage  $\eta$  excepté au démarrage pour  $\eta=1,1$ .

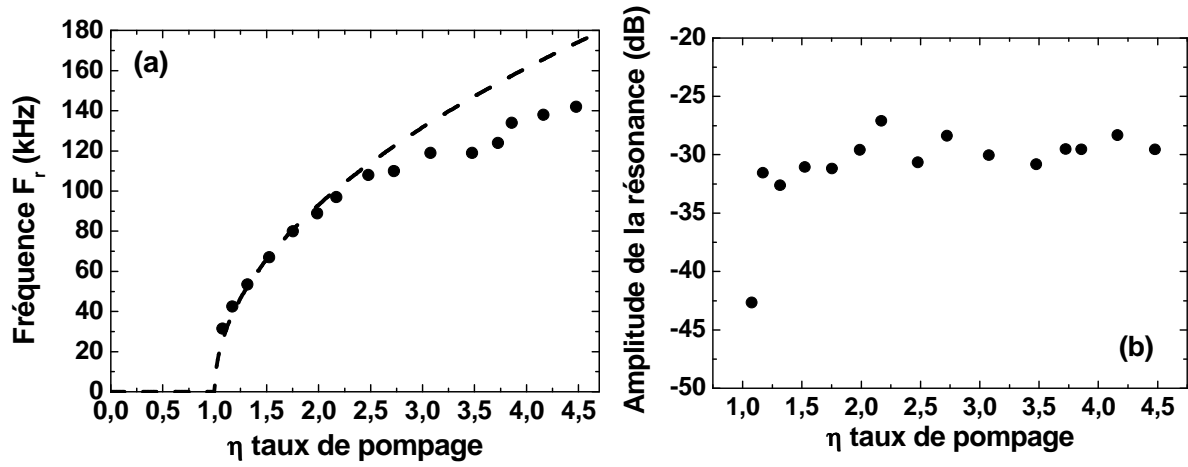


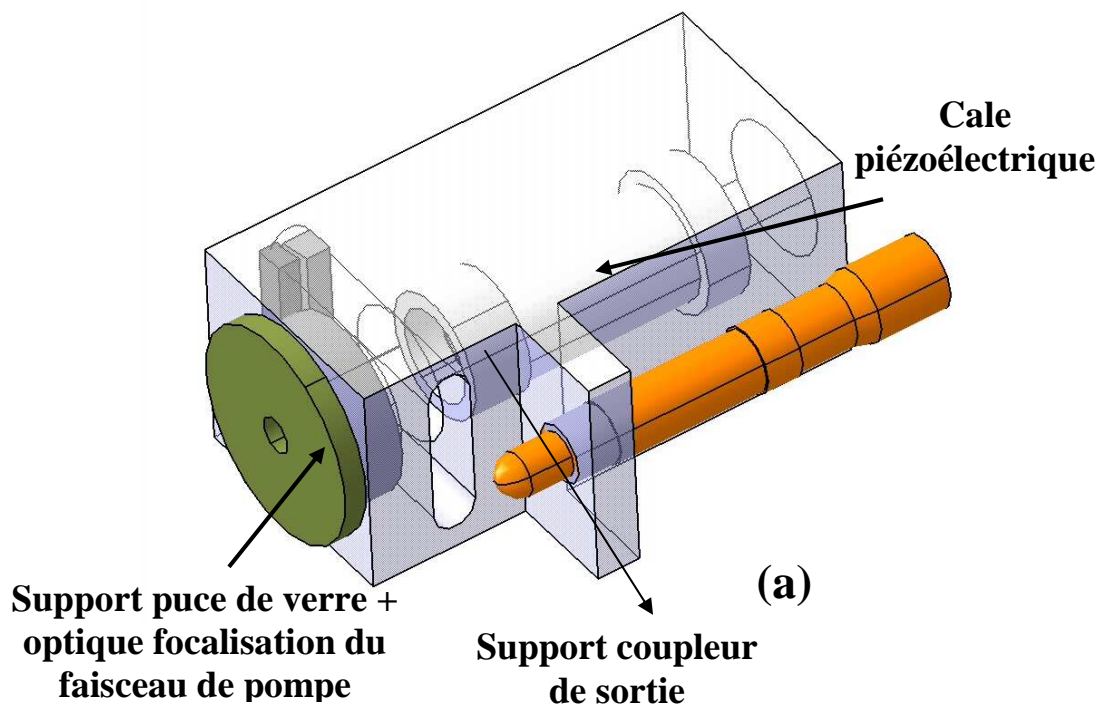
Figure 1.16: Evolution de la fréquence des oscillations de relaxations  $F_r$  (a) : ---- courbe théorique avec  $\gamma_c=3,8.10^8$  et  $\beta_s=0,2$  ; et de l'amplitude (b) de ces oscillations en fonction du taux de pompage  $\eta$ .

\* Version B :

Cette seconde cavité est une évolution directe de la cavité précédente (version A). Elle est également constituée d'un résonateur à configuration hémisphérique. L'ensemble des éléments optiques est assemblé dans un corps en dural, comme représenté sur la figure I.17.

Les principales différences fonctionnelles sur cette nouvelle cavité sont :

- un pompage optique utilisant une diode laser fibrée à 1,5 W (Roithner, modèle G098PU11500M,  $\lambda_p=980$  nm). La mise en forme du faisceau de la diode de pompage par la fibre optique simplifie considérablement le montage optique et permet de déporter la diode de pompage. Cette solution peut présenter comme inconvénient de ramener du bruit du fait de la compétition possible entre les différents modes transverses de cette fibre optique de diamètre  $\phi=100\mu\text{m}$ . La collimation du faisceau en sortie de la fibre est assurée par un collimateur (Thorlabs, modèle FC220).
- une optique de focalisation du faisceau de pompe ( $f=11\text{mm}$ , Thorlabs, modèle A397TM-B)
- la lame étalon est maintenant directement accolée à la puce de verre.
- le miroir de sortie est fixé par collage sur une cale piézoélectrique annulaire (PiezoMechanic, modèle HPST 150/14-10/12 VS22). Cette cale est montée glissant dans le support de la cavité (cf figure I.17.(a)) de telle façon que l'on peut ajuster la longueur de la cavité de 1 à 15 mm.



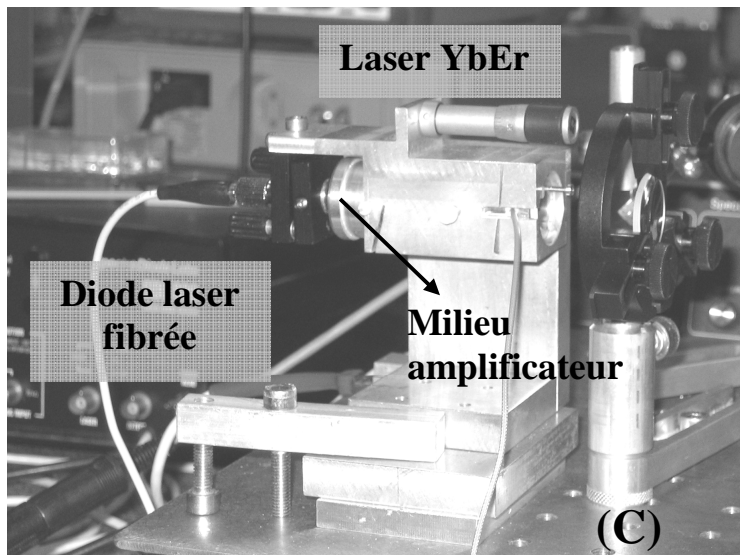
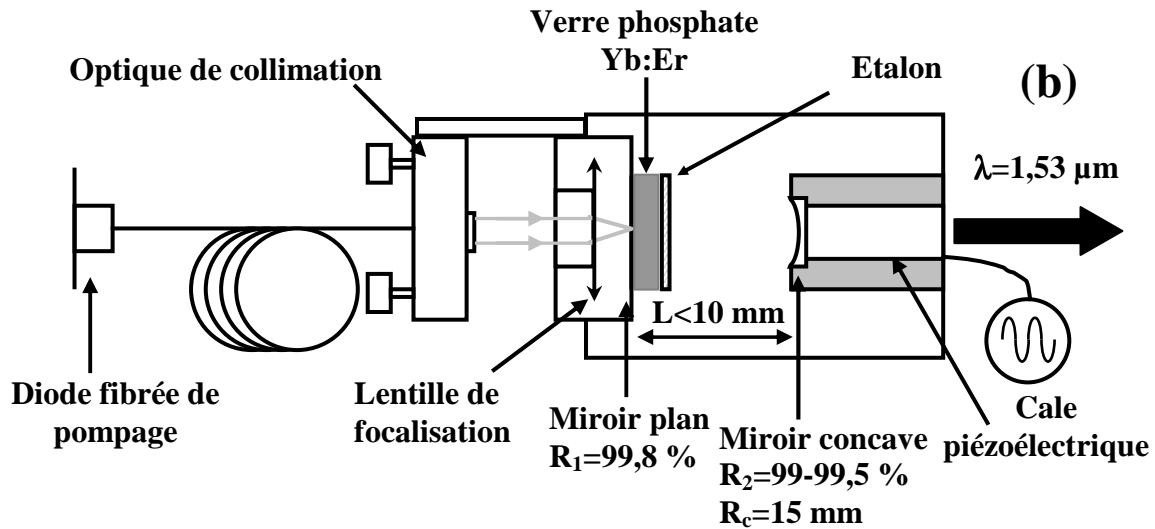


Figure I.17: Illustration 3D (a), schéma (b) et photographie (c) de la mini-cavité laser Yb:Er.

Pour un coupleur de sortie de transmission  $T_2=1\%$ , le laser délivre en fonctionnement monomode longitudinal une puissance de sortie égale à 12 mW pour une puissance de pompe de 500 mW. Dans une configuration avec une longueur de cavité  $L=3 \text{ mm}$  et une transmission du coupleur de sortie  $T_2=1\%$ , le courant de seuil de l'oscillation laser vaut 535 mA. L'intensité du courant de seuil de la diode laser étant de 400 mA, on obtient un taux de pompage  $\eta$  variant de 1 à 4.

Pour mesurer la largeur spectrale d'émission de nos sources lasers, il est nécessaire d'utiliser des techniques de caractérisation présentant une résolution spectrale beaucoup plus importante que celles de nos appareils de mesures (analyseur de spectre FP) tels que les



techniques basées sur l'utilisation l'interférométrie self-homodyne ou self-hétérodyne [Richter 1986].

Dans ces techniques, la méthode consiste à créer un battement entre deux trains d'ondes différents émis par la source laser que l'on cherche à caractériser. Elles sont devenues très classiques pour la caractérisation de la largeur spectrale des lasers à semi-conducteurs et des lasers à solides. A l'aide d'une mesure de type self-hétérodyne, nous avons estimé une limite supérieure à la largeur spectrale de notre laser. Le montage expérimental, décrit sur la figure I.18, met en œuvre un interféromètre de type Mach-Zehnder fibré et un modulateur d'amplitude (Avanex) permettant de décaler le spectre autour d'une fréquence de décalage  $F_{MAO}=4$  MHz afin de réaliser une détection hétérodyne du signal de battement par autocorrélation [Richter 1986] [Lesueur 2006].

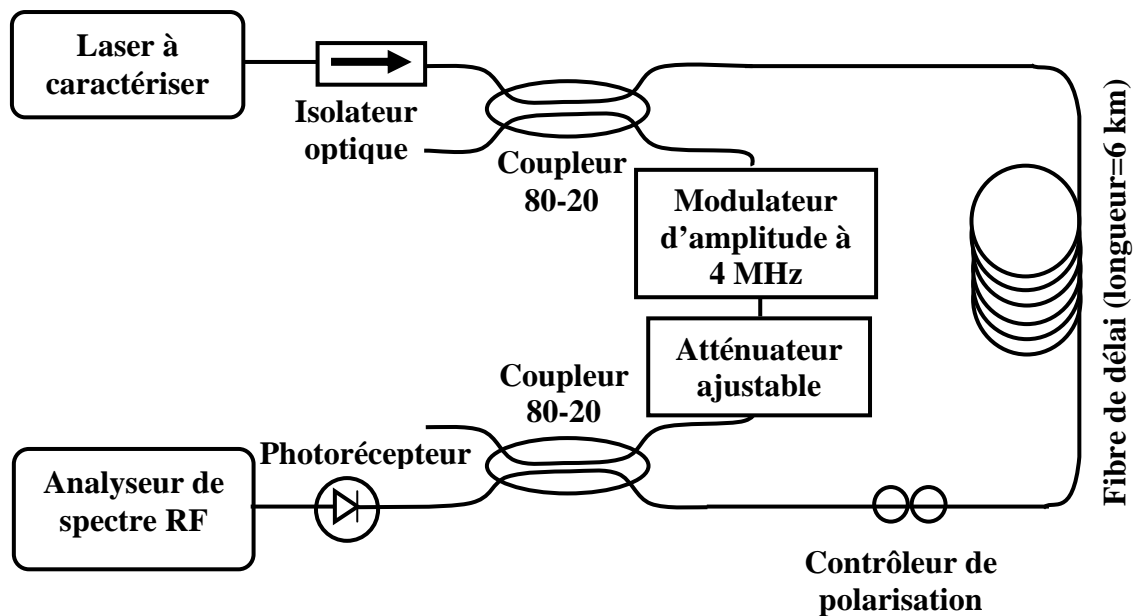


Figure I.18: Schéma de la détection self-hétérodyne pour la mesure de la largeur spectrale d'une source laser.

Cette technique consiste à imposer entre les deux voies de l'interféromètre un retard supérieur au temps de cohérence de la source. Le battement obtenu sur la voie de sortie correspond alors au battement entre différents trains d'onde successifs émis par la source laser. Dans notre montage, la fibre optique utilisée avait une longueur de 6 km correspondant

à un délais de 10  $\mu$ s. Le signal de sortie est détecté sur une photodiode rapide placée en sortie de l'interféromètre puis analysé spectralement sur un analyseur de spectre RF (Agilent, modèle E4402B) autour de la fréquence de décalage imposée par le modulateur.

Le spectre obtenu est représenté sur la figure I.19. Il est formé d'un pic à 4 MHz dû à la modulation en amplitude à cette fréquence. Le signal utile est le piédestal observé autour du pic à 4 MHz. La largeur spectrale à -3dB du piédestal divisé par 2 fournit une limite supérieure de la largeur spectrale de la source [Richter 1986]. Le résultat obtenu est donc une largeur spectrale à mi-hauteur maximale de 35 kHz, équivalente à une longueur de cohérence de 8,7 km. Cette longueur de cohérence est un paramètre important lorsque l'on utilise le laser pour des mesures en rétroinjection optique de type interférométrique.

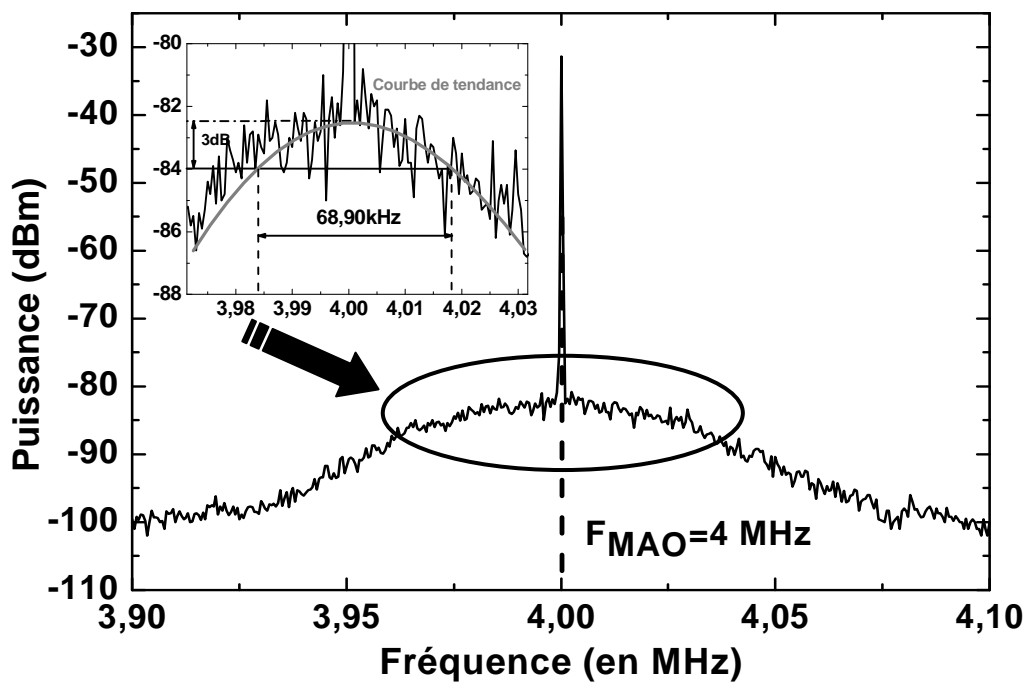


Figure I.19: Spectre RF du signal self-hétérodyne détecté pour la mesure de la largeur spectrale du laser verre Yb:Er.

### 3.1.2. Cavity laser à éléments séparés.

Dans cette cavité, on conserve le même milieu amplificateur déjà décrit dans les paragraphes précédents. Il est pompé longitudinalement par une diode laser fibrée (Roithner, modèle G098PU11500M,  $\lambda_p=980$  nm) dont la fibre optique est multimode avec un diamètre de cœur de  $100\text{ }\mu\text{m}$ . La cavité est formée par un coupleur de sortie concave de rayon de courbure  $R_c=100$  mm. On peut ainsi réaliser des cavités dont la longueur est 10 fois supérieure à celles présentées précédemment ( $L=90$ - $100$  mm). Cette cavité est illustrée sur la figure I.20.

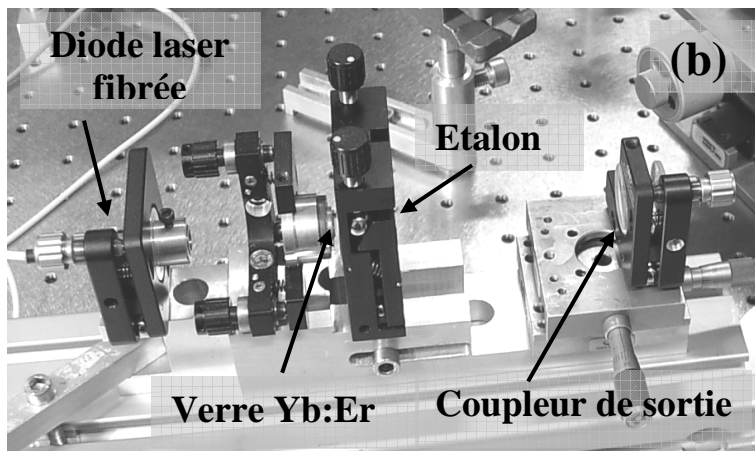
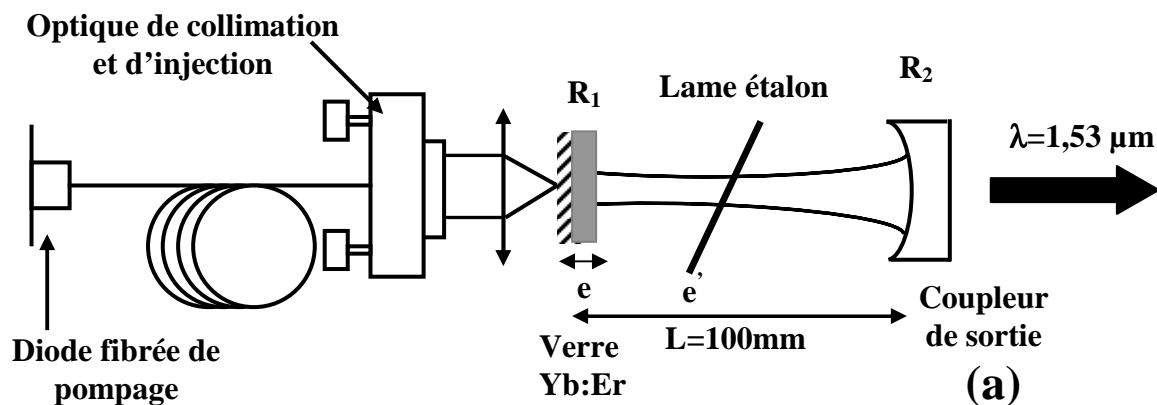


Figure I.20: Schéma (a) et photo (b) de la cavité laser éclatée Yb :Er.

Ce laser présente des caractéristiques (seuil, rendement) voisines de celles relevées pour les autres cavités présentées dans ce paragraphe. Par exemple, avec une longueur de cavité proche de  $100$  mm et un coupleur de sortie de coefficient de transmission de  $T_2=2\%$ , le laser peut être rendu monomode longitudinal en insérant dans la cavité une lame étalon d'épaisseur  $150\text{ }\mu\text{m}$ . La puissance de sortie atteint alors  $45\text{ mW}$  pour une puissance optique de pompe égale à  $400\text{ mW}$  à  $980$  nm. En utilisant la technique de détection self-hétérodyne pour mesurer la largeur spectrale de ce laser, nous estimons la largeur spectrale d'émission de cette cavité étendue égale à environ  $30\text{ kHz}$  pour  $L=100$  mm et  $R_2=98\%$ .

### 3.2. Laser à fibre dopée $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$

La fibre optique dopée  $\text{Er}^{3+}$  est très utilisée dans les systèmes de transmission de l'information par voie optique. La transition optique des ions  $\text{Er}^{3+}$  entre  ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$  correspond au domaine spectral entre 1,53 et 1,56  $\mu\text{m}$  ce qui coïncide avec la fenêtre de transmission des fibres optiques en silice utilisée dans les télécommunications. Il est alors possible d'utiliser ces fibres optiques dopées  $\text{Er}^{3+}$  pour réaliser des amplificateurs « tout optique » basés sur l'amplification par émission stimulée de façon à régénérer les pertes engendrées par la fibre optique au cours de la propagation du faisceau lumineux. Les principales caractéristiques avantageuses de ces éléments sont : un gain assez élevé (amélioré avec codopage), une large bande passante et une insensibilité à la polarisation. Cette technique totalement mature a donné lieu au développement de composants d'optique fibrés spécifiques pour réaliser des amplificateurs optiques à fibres dopées à l'Erbium (EDFA). Un EDFA se compose d'une portion de fibre dopée  $\text{Er}^{3+}$ , de quelques dizaines de mètres de longueur, qui se comporte essentiellement comme un amplificateur à trois niveaux lorsqu'elle est pompée optiquement. Pratiquement simultanément à l'apparition des premières fibres dopées à l'Erbium, les premiers lasers à fibre optique dopée  $\text{Er}^{3+}$  ont été développés à partir de 1987 [Mears 1987]. Dans ce type de laser, la fibre optique dopée est utilisée comme milieu amplificateur. Le niveau  ${}^4\text{I}_{15/2}$  constitue le niveau fondamental, le niveau  ${}^4\text{I}_{13/2}$  est le premier niveau excité tandis que le niveau  ${}^4\text{I}_{11/2}$  est le second niveau excité dans le diagramme d'énergie. Lorsqu'on pompe optiquement à 980 nm, on peut obtenir une amplification optique autour de 1,5  $\mu\text{m}$ . Comme pour les verres massifs, on peut avantageusement utiliser un codopant pour sensibiliser la fibre dopée Erbium. Pour favoriser l'efficacité du pompage optique autour de 980 nm et améliorer le gain de ces lasers à fibre sans augmenter considérablement la densité de dopants, on les codope avec des ions ytterbium  $\text{Yb}^{3+}$  comme pour le cas du laser à solide codopé  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ . La figure I.21 rappelle le mécanisme de transfert d'énergie entre les ions  $\text{Yb}^{3+}$  et  $\text{Er}^{3+}$  pour l'émission.

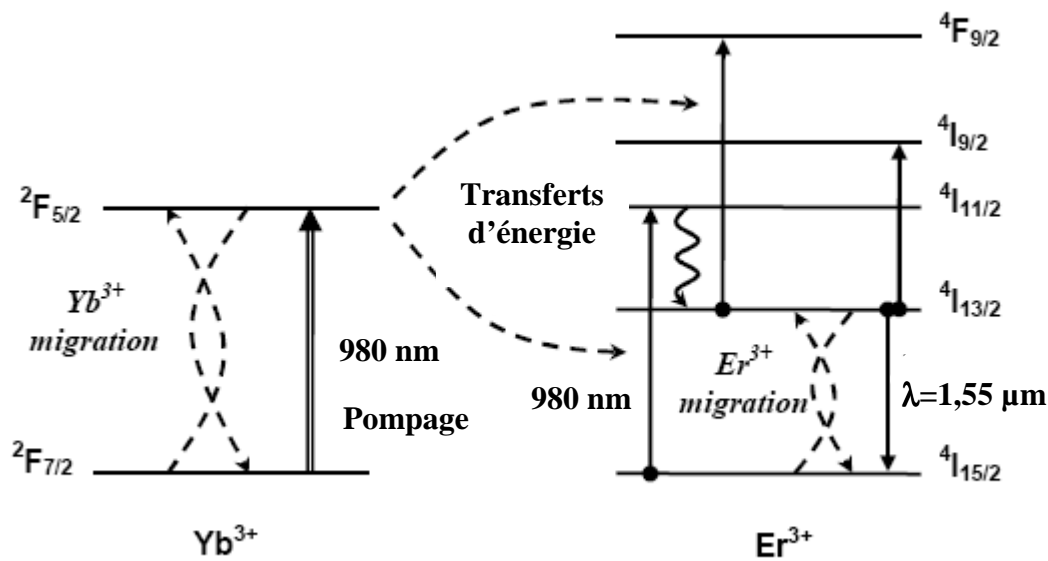
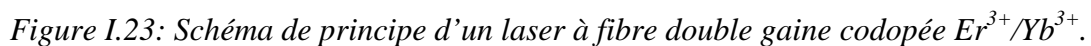
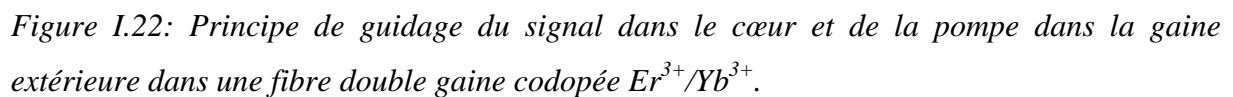


Figure I.21: Diagramme d'énergie d'un système  $Er^{3+}/Yb^{3+}$ .

Pour réaliser un oscillateur laser à l'aide d'une fibre optique dopée, il est nécessaire d'ajouter une boucle de contre réaction formant la cavité résonante. La configuration la plus simple est une cavité linéaire. L'un des miroirs est placé directement en sortie contre la facette clivée de la fibre optique  $M_1$ . L'autre facette sert de coupleur de sortie ( $M_2$ ). Compte tenu du gain très élevé lié au confinement dans le cœur de la fibre, la réflexion de Fresnel (4%) sur la face de sortie clivée est suffisante pour obtenir une oscillation laser. Pour améliorer le couplage entre la diode laser de pompage et le cœur de la fibre optique, il existe des fibres optiques dite à double gain dont la structure est représentée sur la figure I.22. Pour étudier la rétroinjection optique sur un laser à fibre dopée  $Er^{3+}$ , nous avons réalisé une cavité laser identique à celle représentée sur la figure I.23 [Laroche 2005].

La fibre optique utilisée est une fibre double-gaine codopée Er-Yb (EYDF), fabriquée avec le procédé standard MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) [Vienne 1998]. Elle est formée d'un cœur en phosphosilicate de 11  $\mu m$  de diamètre et d'une ouverture numérique de 0,21 entourée d'une gaine en silice de diamètre 125  $\mu m$ . Ce type de fibre double gain, dont l'enduit en polymère a un faible indice de réfraction, engendre une ouverture numérique d'environ 0,49 dans la gaine interne. L'avantage de cette ouverture numérique très élevée est



2006

fibre EYDF, le faisceau est fortement multimode transverse. Afin de supprimer les modes transverses d'ordres élevés, on injecte le faisceau dans 10 cm de fibre optique monomode à  $1,55\mu\text{m}$ . On réinjecte le faisceau en sortie de cette fibre monomode par réflexion sur un réseau de diffraction en montage Littrow qui sert à la fois de miroir de fond de cavité et d'élément sélectif en longueur d'onde. La puissance de sortie est alors comprise entre 0,5 et 5 mW pour une longueur de cavité de 30 cm.

3.3. Laser à solide LNA :  $\text{Nd}^{3+}$ 

Le système laser à 4 niveaux étudié dans nos expériences est un laser LNA (acronyme Lanthane, Néodyme, Aluminium) utilisant les transitions de l'ion  $\text{Nd}^{3+}$ . Nous utilisons un laser réalisé au laboratoire dans les années 1990 dans le cadre d'un projet de recherche ayant pour thème la magnétométrie à pompage optique de l'Hélium à  $1,083 \mu\text{m}$ . Les premiers travaux sur le pompage par diode du LNA ont été réalisés au laboratoire par Hamel et al. en 1987 [Hamel 1987]. Le matériau amplificateur du laser LNA est un aluminat mixte de lanthane néodyme  $\text{La}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Al}_{11}\text{O}_{19}$  de structure hexagonale type magnétoplombite [Kahn 1981] [Shearer 1986]. Le diagramme en énergie et les différentes transitions optiques mises en jeu dans le cycle optique de ce laser sont illustrés sur la figure I.24. L'inversion de population se produit entre les niveaux  $^4\text{F}_{3/2}$  et  $^4\text{I}_{11/2}$  de l'ion  $\text{Nd}^{3+}$ . Le niveau émetteur  $^4\text{F}_{3/2}$  présente une durée de vie courte comprise en général entre 100 et 300  $\mu\text{s}$  suivant la matrice d'accueil. Dans le cas du LNA, la durée de vie de fluorescence  $\tau_r$  a été mesurée égale à 250  $\mu\text{s}$ . Le spectre d'émission du laser LNA s'étend de  $1,04 \mu\text{m}$  à  $1,1 \mu\text{m}$  comme le montre la figure I.25. Les bandes d'émission obtenues sont larges en raison du caractère semi-ordonné du milieu cristallin et le laser peut donc être accordé entre  $1,054$  et  $1,083 \mu\text{m}$ .

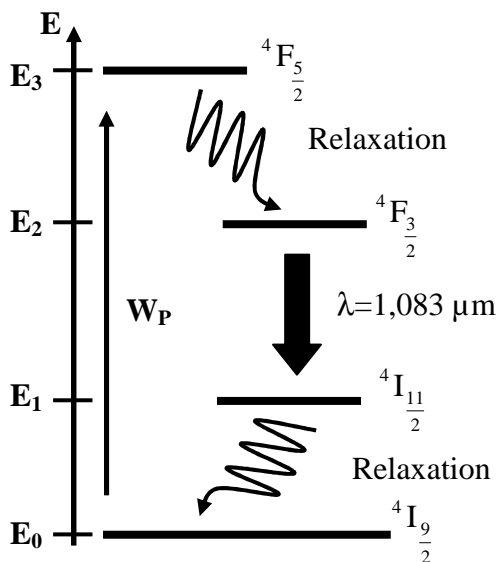


Figure I.24: Diagramme d'énergie de l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  pour l'émission laser du LNA à  $1,083 \mu\text{m}$ .



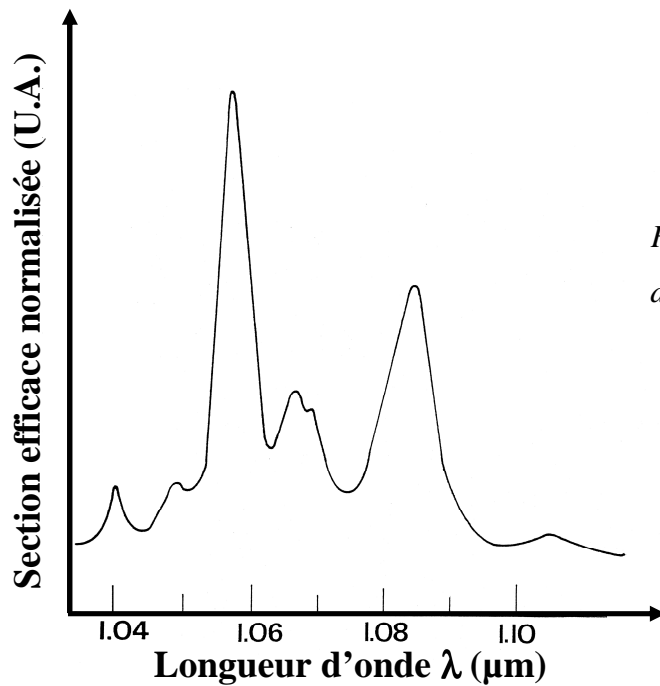
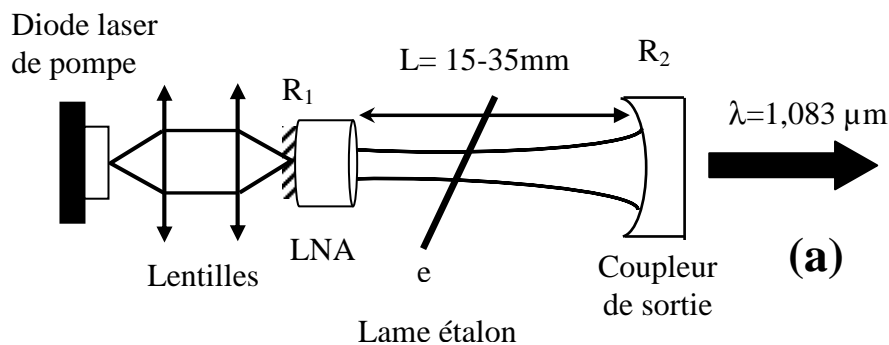


Figure I.25: Spectre d'émission du laser LNA.

La longueur d'onde en émission du laser mis en œuvre est centrée autour de  $1,083 \mu\text{m}$ . L'oscillateur laser étudié est formé par une cavité résonante hémisphérique (figure I.26) pompée longitudinalement par une diode laser ( $\lambda_p=800 \text{ nm}$  et  $I_{\text{SeuilDiodeLaser}}=175 \text{ mA}$ ). Le milieu amplificateur est constitué par un barreau cylindrique ( $5 \text{ mm}$  de longueur et  $5 \text{ mm}$  de diamètre) dopé avec  $15\%$  d'ions  $\text{Nd}^{3+}$  (ce qui correspond à  $0,51 \cdot 10^{21}$  ions  $\text{Nd}^{3+}/\text{cm}^3$ ) [Cassimi 1989]. Le miroir d'entrée est un miroir plan ( $R_1=99\% @ 1,083 \mu\text{m}$ ) hautement réfléchissant à la longueur d'onde d'oscillation du laser et qui présente un maximum de transmission à la longueur d'onde de pompage ( $T>95\% @ 800 \text{ nm}$ ). Il est directement déposé sur l'une des faces du barreau tandis que l'autre est traitée antireflet à  $1,083 \mu\text{m}$ . Le coupleur de sortie est un miroir concave de rayon de courbure  $R_c=100 \text{ mm}$  dont la transmission @  $1,08 \mu\text{m}$  vaut  $2\%$ .



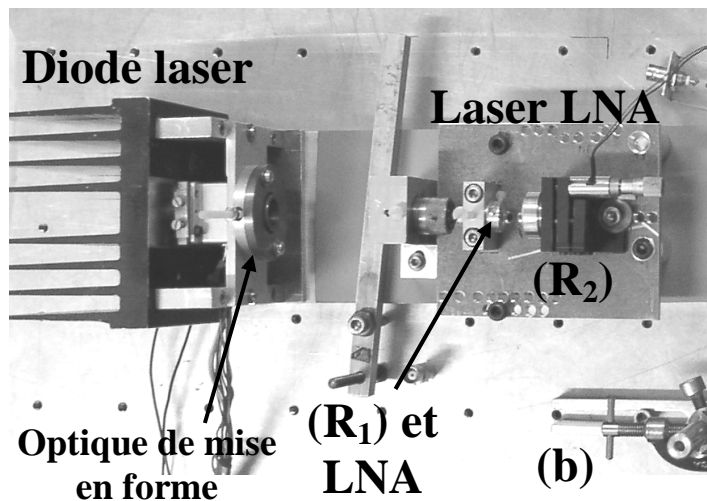


Figure I.26: Schéma (a) et photo (b) sans lame étalon dans la cavité laser LNA.

L'oscillation laser est rendue monomode longitudinal par l'insertion dans la cavité d'une lame étalon traitée d'épaisseur  $e = 150 \mu\text{m}$ . La cavité a une longueur réduite que l'on peut ajuster entre 15 et 35 mm. Les caractéristiques d'émission du laser LNA pour une longueur de cavité de 15 mm sont données sur la figure I.27 pour deux coupleurs de sortie de coefficient de transmission respectivement de 1 et 2 %. Au maximum de la puissance de pompe, le laser délivre en fonctionnement monomode une puissance optique  $P=30 \text{ mW}$  avec le coupleur de sortie de transmission  $T_2=2\%$  et de 25 mW avec  $T_2=1\%$ . Pour un fonctionnement monomode longitudinal stable, le taux de pompage obtenu est compris entre 1 et 3.

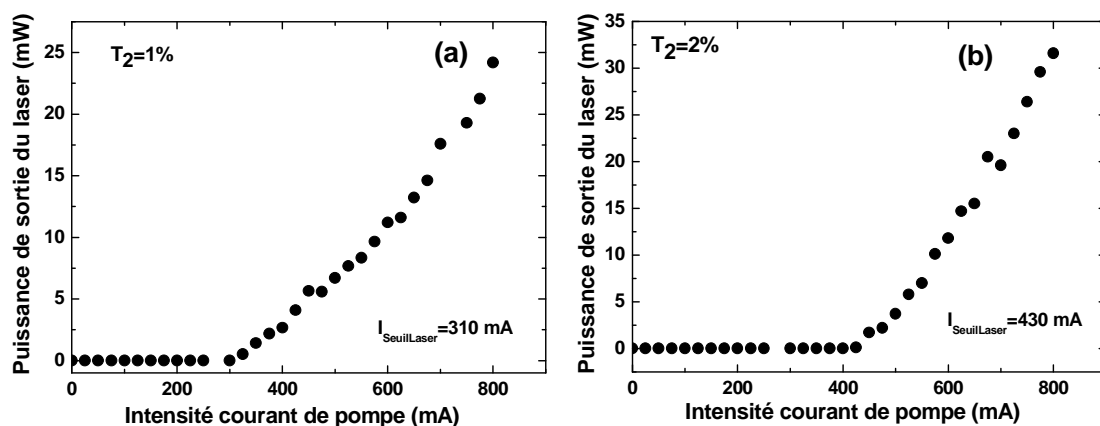


Figure I.27: Puissance émise par le laser LNA en fonction du courant d'alimentation de la diode laser de pompe (transmission du coupleur de sortie  $T_2=1\%$  (a) et  $T_2=2 \%$  (b) pour une longueur de cavité de 12 mm).

Une mesure de la largeur spectrale du laser est effectuée avec un analyseur de mode confocal (TechOptics) et est estimée inférieure à 10 MHz. Lorsque l'on étudie le bruit d'amplitude intrinsèque de ce laser, on observe dans le spectre de bruit des oscillations de relaxation dont la fréquence est centrée autour de  $F_r=300$  kHz pour une longueur de cavité de 25 mm et un taux de pompage de 3.

#### 4. Etude de l'influence des paramètres lasers sur la sensibilité à la rétroinjection

##### 4.1. Introduction

Pour un laser de type 3 ou 4 niveaux, nous avons montré théoriquement dans les paragraphes précédents que l'amplitude du signal de rétroinjection dépend directement de la durée de vie du niveau émetteur  $\tau_r$ , du temps de vie des photons dans la cavité  $\tau_c$ , et du taux de pompage  $\eta$ . Les formes de courbes caractérisant la rétroinjection en fonction de la référence de fréquence entre l'onde intracavité et l'onde rétrodiffusée sont toutefois légèrement différentes d'un système à l'autre. Dans ce paragraphe, nous allons étudier expérimentalement l'influence sur la sensibilité à la rétroinjection des paramètres caractérisant les différents milieux amplificateurs et les différentes géométries de cavité décrites dans le paragraphe 3. Les résultats obtenus seront confrontés aux modèles théoriques établis dans le paragraphe 2.

Pour mener cette étude comparative, nous avons choisi de réaliser une modulation d'amplitude en utilisant un montage de type Bande Latérale Double (BLD). Bien que ce phénomène ajoute un terme supplémentaire en  $\cos\omega\tau$  dans la réponse en amplitude du laser soumis à une rétroinjection optique (cf  $A_1$  (I.33) avec comme amplitude relative  $\gamma_E(\Omega_m)$  : (I.27) pour un 3 niveaux et (I.39) pour un 4 niveaux), l'utilisation d'une modulation en amplitude simplifie considérablement l'alignement optique et l'interprétation des résultats obtenus. En effet, la configuration en BLD est obtenue en plaçant un seul modulateur acousto-optique (MAO) en sortie du laser étudié. Nous avons cherché à étudier l'évolution de cette amplitude de modulation lorsque la fréquence  $\nu_m$  est balayée autour de la fréquence des oscillations de relaxation et ce en fonction de différents paramètres d'influence (milieu amplificateur, longueur de cavité, coupleur de sortie ou taux de pompage). Les mesures expérimentales ainsi obtenues ont été comparées de façon systématique aux modèles théoriques ( $A_1$ ) en réduisant au maximum les paramètres ajustables (albédo de la cible et coefficient de couplage entre le mode propre du laser et le signal optique réinjecté).

#### 4.2. Caractérisation du signal de rétroinjection par une technique de modulation d'amplitude

Le montage expérimental permettant de réaliser cette série de mesures comparatives, en fonction des paramètres de fonctionnement du laser et du milieu amplificateur étudié, est illustré schématiquement sur la figure I.28. Les 4 lasers utilisés lors de cette étude sont les lasers à base d'Yb:Er (3 niveaux, version A, version B et cavité découplée) et le laser LNA (4 niveaux). Le décalage en fréquence optique ( $\nu_m$ ) pour la modulation d'amplitude est assuré par un modulateur acousto-optique (MAO) (Isomet, modèle 1205C-843), piloté par un générateur de fonction (HP, modèle 33120A). La rétroinjection du faisceau laser se fait par diffusion sur une cible métallique dépolie. La détection se fait en prélevant une partie du faisceau à l'aide d'une lame séparatrice et en détectant le signal à l'aide d'une photodiode fibrée InGaAs (Thorlabs, modèle D400-FC). L'analyse du battement hétérodyne détecté est obtenue sur un oscilloscope numérique (Tektronix, modèle 2012) ou sur un analyseur de spectre RF (HP modèle 8591). L'analyseur de spectre RF peut être piloté à l'aide d'un programme Labview via un PC pour réaliser des enregistrements continus de l'amplitude du battement hétérodyne ( $A_m$ ), en fonction de la fréquence de décalage appliquée au MAO ( $F_{Ref}$ ). Typiquement, le spectre RF détecté avec ce montage est représenté sur la figure I.29. Sur ce spectre, on distingue le pic de battement attribué au retour optique décalé en fréquence par le MAO ( $\nu_m=55$  kHz et  $A_m=-38$  dB) et le bruit naturel du laser dominé par ses oscillations de relaxations ( $F_r=107$  kHz).

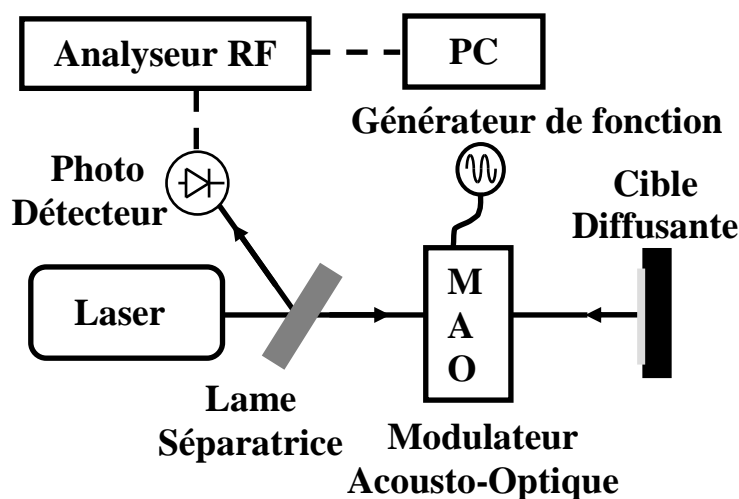


Figure I.28 : Représentation du montage expérimental en modulation d'amplitude.

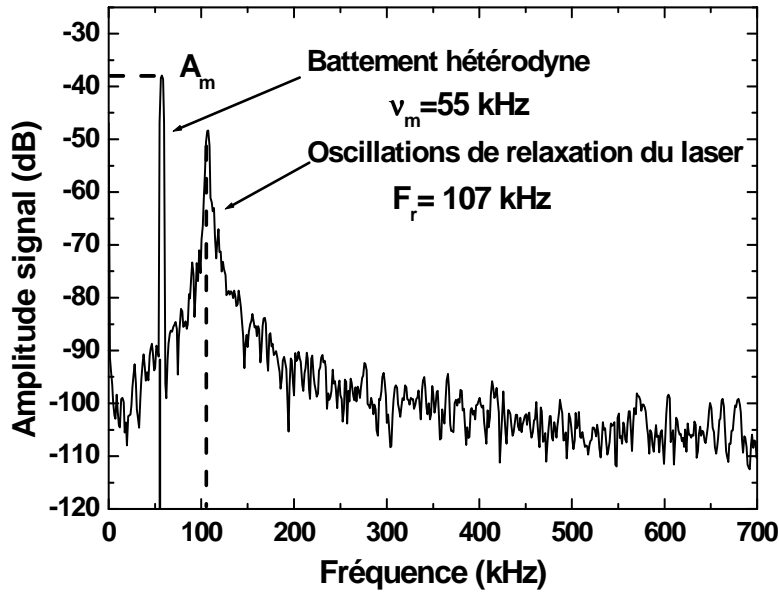


Figure I.29: Spectre RF du laser verre Yb:Er ( $L=12\text{mm}$ ,  $T_2=2\%$ ) soumis à un retour optique décalé en fréquence de 55 kHz .

Lorsqu'on ôte la cible, le pic de battement à 55 kHz disparaît tandis que l'autre partie du spectre reste inchangée et n'est pas affectée par le retour optique dans la cavité. Afin de pouvoir comparer la valeur de l'amplitude du battement hétérodyne ( $A_m$ ) mesurée instantanément par nos appareils avec la variation relative de la puissance de sortie du laser à la fréquence de décalage  $\nu_m = \Omega_m / 2\pi$  ( $A_1$ ), on pose :

$$A_{\text{BLD}} = m\gamma_c \cdot \gamma_E(\Omega_m) \cdot \sqrt{R_{\text{eff}}} = \frac{A_m}{A_{\text{cc}}} \quad (\text{I.44})$$

$A_m$  s'exprime en Volts et représente l'amplitude du signal de rétroinjection mesurée sur l'analyseur de spectre réglé en échelle linéaire.  $A_{\text{cc}}$  représente l'amplitude de la composante continue du signal reçue par le photodétecteur et  $m$  est le taux de modulation. Dans l'expression (I.44), le terme  $\gamma_E(\Omega_m)$  est différent selon que l'on étudie un système à 3 niveaux (I.27) ou bien un système à 4 niveaux (I.39). On s'affranchit du terme en  $\cos\omega\tau$  apparaissant dans l'expression (I.33) en cherchant pour chaque mesure le maximum de l'amplitude résultant de la rétroinjection.

Les différents paramètres ( $m$ ,  $\gamma_c$ ,  $\gamma_r$ , ...) sont connus pour les deux systèmes. Seul le paramètre  $R_{\text{eff}}$  ne peut être facilement établi car il dépend de plusieurs paramètres (nature de la cible, effets de décohérence sur la cible, couplage entre le mode propre de la cavité et la lumière rétrodiffusée...). Nous pouvons supposer que cette grandeur varie très peu d'une expérience à l'autre. En effet, les différents lasers présentent des géométries très proches et donc des caractéristiques spatiales d'émission très voisines. Il en résulte que le facteur de recouvrement  $g$ , défini dans le paragraphe 1, évolue peu d'un laser à l'autre. Le coefficient de réflexion de la cible ( $R_3$ ) peut par contre être légèrement modifié car la cible n'est pas toujours rigoureusement éclairée au même endroit et sous la même incidence. Nous avons ainsi choisi de garder  $\sqrt{R_{\text{eff}}}$  comme paramètre ajustable mais en contrôlant qu'il varie peu dans les différentes expériences.

#### 4.2.1. Influence du milieu à gain

Pour évaluer expérimentalement l'influence de la nature du milieu à gain sur le signal de rétroinjection optique, nous réalisons le montage expérimental décrit sur la figure I.28. Les lasers étudiés (verre Yb:Er et LNA:Nd) ont été placés dans des configurations identiques (nature de la cible, géométrie de collimation du faisceau émis).

Le laser verre phosphate Yb:Er est mis en œuvre dans sa configuration Version A (cf I.3.2.1) et les paramètres expérimentaux des deux lasers sont les suivants :

Laser	L (mm)	T <sub>2</sub> (%)	$\eta$	m (%)
YbEr	12	1	3	8
LNA	15	1	3	6

*Tableau I.4 : Paramètres expérimentaux des deux lasers pour l'étude sur l'influence du milieu à gain sur le signal de rétroinjection optique.*

On peut remarquer dans le tableau I.4 que les paramètres des deux cavités laser ne sont pas tout à fait identiques. Sur le laser LNA, la longueur de cavité minimale que l'on peut atteindre en conservant la lame étalon dans la cavité est de 15 mm.

La figure I.30 représente, pour les deux milieux (verre Yb:Er et LNA:Nd), l'évolution de l'amplitude du signal de battement en fonction de la fréquence de décalage imposée par le MAO. Les courbes en traits continus correspondent aux mesures expérimentales, alors que les courbes en traits pointillés représentent les modélisations théoriques des variations relatives de la puissance de sortie du laser, calculées à partir des équations I.44. Pour enregistrer les courbes expérimentales, le spectre de bruit du laser est obtenu sur l'analyseur de spectre RF. Cet analyseur est interfacé, via le port GPIB, à un ordinateur PC. Un programme d'acquisition, développé sous Labview, permet pour chaque valeur de fréquence de modulation appliquée sur le modulateur MAO, de mesurer l'amplitude de modulation retranchée du bruit de fond du laser. La fréquence de modulation est ajustée entre chaque acquisition par l'intermédiaire d'un générateur de signal commandant le MAO, également interfacé par port GPIB.



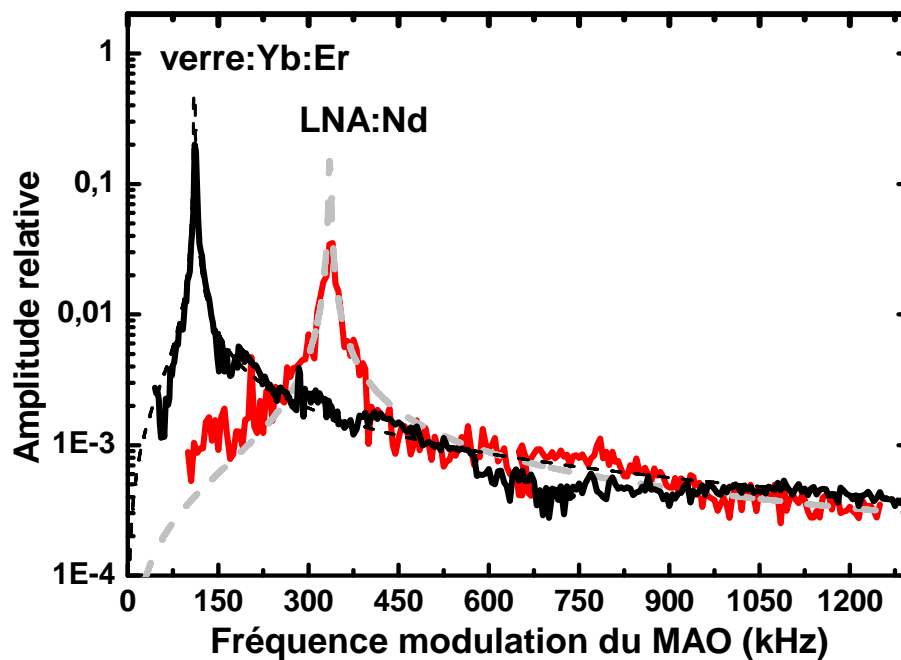


Figure I.30 : Etude comparative de deux milieux amplificateurs en configuration de rétroinjection optique décalée en fréquence de type BLD : — courbes expérimentales et ---- courbes théoriques (paramètres d'enregistrements : bande passante d'analyse 3 kHz et pas d'enregistrement de 2 kHz).

Le seul paramètre ajustable introduit, pour calculer numériquement les courbes théoriques, est le coefficient de réflexion en intensité effectif de la cible  $R_{\text{eff}}$ . Il apparaît alors indispensable de retrouver des valeurs de ce coefficient très proches lors de la procédure d'ajustement afin de valider les modèles théoriques.

Les courbes théoriques de la figure I.30 ont été obtenues dans les conditions suivantes :

$$\text{Verre Yb:Er : } \sqrt{R_{\text{eff}}} = 3,125 \cdot 10^{-4}$$

$$\text{LNA:Nd : } \sqrt{R_{\text{eff}}} = 3,8 \cdot 10^{-4}$$

Les deux valeurs sont très proches et valident la qualité de la comparaison effectuée. La légère différence entre les valeurs trouvées pour  $\sqrt{R_{\text{eff}}}$  peut être expliquée par une variation

du coefficient  $R_3$  lié au fait que la cible n'est pas éclairée exactement au même endroit entre les deux expériences. Compte tenu des approximations effectuées, les courbes expérimentales obtenues sont en bon accord avec les courbes théoriques. Il faut cependant souligner que l'amplitude relative de ces courbes est assez élevée et n'entre peut être pas parfaitement dans le cadre des approximations de faible rétroinjection définies précédemment (cf. (I.12)). Néanmoins, nous avons fait en sorte qu'expérimentalement nous n'observions pas d'harmoniques d'ordre supérieur à 1 de la fréquence de battement du signal de rétroinjection ce qui est caractéristique d'une faible rétroinjection optique. On remarque que les lasers à solides basés sur des ions terres rares ayant une durée de vie élevée, tel que l'erbium, présentent une diminution de la fréquence propre des oscillations de relaxation ( $F_r=111$  kHz pour le verre  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  et  $F_r=337$  kHz pour le LNA: $\text{Nd}^{3+}$ ) et une augmentation significative de l'amplitude de ces oscillations de relaxation, ce qui augmente la sensibilité du laser autour de la fréquence de résonance. Toutefois, comme le montre l'étude du paragraphe I.2.3, il apparaît une décroissance de l'amplitude de résonance plus rapide pour un système à trois niveaux (verre  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ ) lorsque le taux de pompage est nettement au dessus du seuil. De plus, avec un taux de pompage  $\eta=3$ , la différence d'amplitude n'est pas très importante. Elle apparaît toutefois assez significative sur les enregistrements expérimentaux avec presque un ordre de grandeur entre le laser verre  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  et le laser LNA: $\text{Nd}^{3+}$ . Pour profiter pleinement du gain en sensibilité obtenu par le choix du milieu amplificateur, il serait alors préférable de travailler légèrement au dessus du seuil d'oscillation du laser ( $1,1 \leq \eta \leq 1,5$ ) pour un système à trois niveaux à durée de vie longue. Malheureusement, pour un taux de pompage faible, notre laser ne conserve pas un fonctionnement monomode stable et la comparaison n'a pas pu être clairement réalisée.

#### 4.2.2. Influence des paramètres géométriques de la cavité

D'autres paramètres, telles la longueur de cavité et le coefficient de transmission du coupleur de sortie, ont une influence significative sur la réponse du laser soumis à une rétroinjection optique. L'étude de l'influence de ces paramètres sur la réponse du laser est importante pour valider les modèles analytiques développés, puis pour concevoir un laser optimisé pour des mesures par rétroinjection.

La courbe (a) de la figure I.31 correspond à l'étude de l'influence de la longueur de cavité  $L$  sur le laser LNA:Nd<sup>3+</sup>. Les mesures expérimentales ont été réalisées pour des fréquences de décalage  $\nu_m$  discrètes et correspondant à des paramètres expérimentaux qui sont donnés dans le tableau I.5.

LNA	m (%)	T <sub>2</sub> (%)	$\eta$	$\sqrt{R_{\text{eff}}} \cdot 10^4$
<b>L=15 mm</b>	7,9	1	3	1
<b>L=25 mm</b>	9	1	3	0,8

*Tableau I.5 : Paramètres expérimentaux du laser LNA pour l'étude sur l'influence de la longueur de la cavité sur le signal de rétroinjection optique.*

Les paramètres  $m$  et  $\eta$  correspondent aux valeurs expérimentales utilisées, tandis que le coefficient de réflexion  $R_{\text{eff}}$  est ajusté pour que les courbes calculées coïncident au mieux avec les valeurs expérimentales mesurées.

La courbe (b) de la figure I.31 correspond à l'étude de l'influence de la longueur de cavité  $L$  pour le laser verre phosphate Yb:Er dans sa configuration Version B. Les données expérimentales utilisées pour réaliser les mesures sont données dans le tableau I.6.

YbEr	m (%)	T <sub>2</sub> (%)	$\eta$	$\sqrt{R_{\text{eff}}} \cdot 10^4$
<b>L=3,1 mm</b>	14,87	1	2,6	2,4
<b>L=5 mm</b>	15	1	2,6	3
<b>L=7 mm</b>	14,89	1	2,6	3

*Tableau I.6 : Paramètres expérimentaux du laser verre Yb:Er pour l'étude de l'influence de la longueur de la cavité sur le signal de rétroinjection optique.*

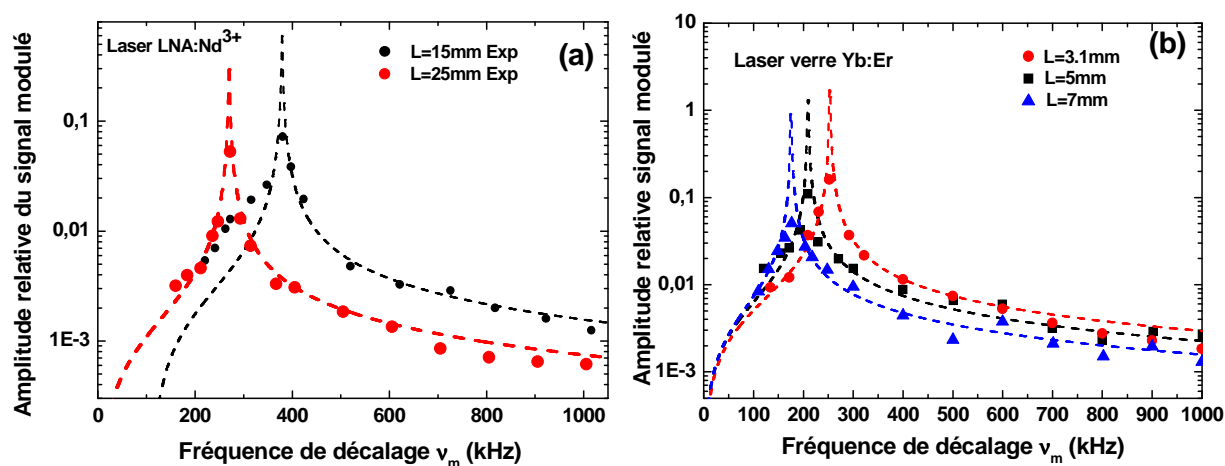


Figure I.31 : Variation de l'amplitude relative de sortie en fonction de la fréquence de décalage appliquée au MAO pour différentes longueurs de la cavité laser : a) LNA:Nd<sup>3+</sup> et b) laser verre Yb<sup>3+</sup>:Er<sup>3+</sup>.

La longueur de la cavité  $L$  a une influence directe sur le temps de vie des photons dans la cavité qui décrit la dynamique d'évolution des photons constituant le champ oscillant. On voit clairement sur les figures (a) et (b) que la longueur  $L$  affecte de façon significative l'amplitude du battement hétérodyne observé, ainsi que la fréquence des oscillations de relaxation. Plus la longueur de la cavité est réduite, plus l'amplitude du signal due à la rétroinjection optique augmente. Cela illustre directement l'intérêt de privilégier des cavités de longueur très réduites telles que celles que l'on peut obtenir avec des microlasers. Les lasers à verre phosphate codopé Yb<sup>3+</sup>:Er<sup>3+</sup> permettent de réaliser des structures de microlasers, avec des épaisseurs du milieu amplificateur très faibles ( $<1\text{mm}$ ). L'efficacité du pompage est alors garantie grâce à l'utilisation d'un codopage sensibilisateur Yb<sup>3+</sup>.

La transmission du coupleur de sortie intervient aussi sur l'efficacité du couplage entre le champ oscillant dans la cavité et le champ utilisé pour réaliser la mesure. Il a également une influence sur le temps de vie des photons dans la cavité, donc sur la dynamique des oscillations de relaxation. Cette influence est mise en évidence sur la figure I.32 pour le laser verre Yb:Er dans sa configuration Version A.

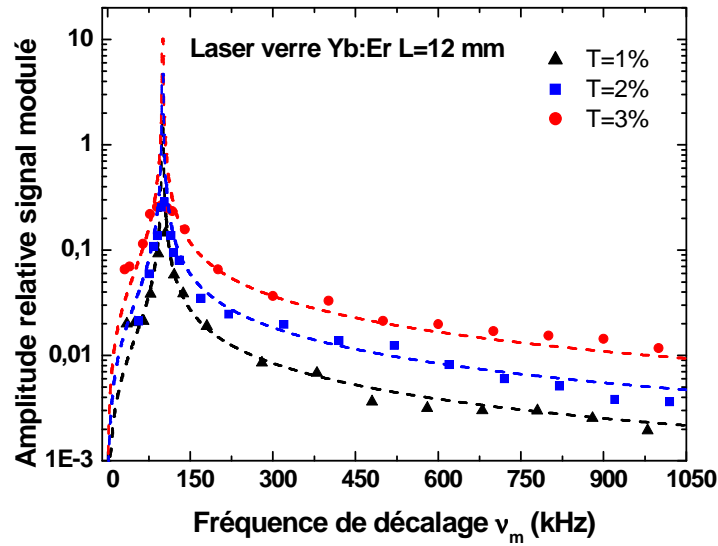


Figure I.32 : Variation de l'amplitude relative de sortie en fonction de la transmission du coupleur de sortie et de la fréquence de décalage appliquée au MAO.

Les courbes théoriques calculées sur la figure I.32 ont été obtenues pour le laser verre Yb:Er avec les paramètres répertoriés dans le tableau I.7.

YbEr	m (%)	$\eta$	$\sqrt{R_{\text{eff}}} \cdot 10^3$
$T_2=1\%$	6,25	2,5	1,8
$T_2=2\%$	6,1	2,5	2
$T_2=3\%$	6,7	2,5	2,4

Tableau I.7 : Paramètres expérimentaux du laser verre Yb:Er pour l'étude sur la transmission du coupleur de sortie sur le signal de rétroinjection optique.

La figure I.32 illustre l'influence très importante de la transmission du coupleur de sortie sur l'amplitude du signal de rétroinjection détectée. Par contre, ce coupleur a une influence assez faible sur la fréquence des oscillations de relaxation du laser. On remarque sur la figure I.32 que l'amplitude des courbes théoriques à la résonance dépasse 100% de modulation, mais expérimentalement nous avons atténué le faisceau réinjecté afin d'être dans le cadre d'une faible rétroinjection et être en accord avec les hypothèses de nos modèles. Nous nous sommes limités, pour cette étude, à des coefficients de transmission compris entre 1 et 3%. Mais il serait intéressant d'avoir un coupleur de sortie dont la transmission  $T_2$  serait plus élevée, car l'amplitude du battement croît rapidement avec celui-ci.

#### 4.3. Conclusion

Les études précédentes ont montré l'influence des différents paramètres lasers sur la sensibilité à la rétroinjection optique d'un laser à solide de classe B. La nature du milieu amplificateur intervient directement sur l'amplitude de la résonance et sur la fréquence propre de résonance de la dynamique de relaxation du laser. Nous avons illustré l'intérêt d'utiliser une cavité laser ultracourte, de type micro-laser, avec une transmission du coupleur de sortie élevée (ces deux paramètres étant les plus influents sur l'amplitude du signal de battement). Le seul paramètre dont on n'a pas vérifié expérimentalement l'influence est le taux de pompage  $\eta$ . La raison pour laquelle l'influence du paramètre  $\eta$  n'a pas été étudiée est liée au fait que nos montages ne nous ont pas permis d'accéder à une dynamique suffisante de variation de ce taux. En effet, lorsque ce dernier dépasse 5, des effets thermiques peuvent endommager les puces de verre utilisées. D'autre part, il devient plus difficile de maintenir un fonctionnement monomode des cavités laser utilisées lorsque  $\eta$  se rapproche de 1.

En fait, ces études permettent de définir le meilleur laser à mettre en œuvre pour les expériences de rétroinjection optique. Par exemple, en utilisant les propriétés intéressantes de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$ , la réalisation d'un microlaser Yb:YAG [Pavel 2001], avec une transmission du coupleur de sortie de 10-15% se révélerait très intéressante.

## 5. Conclusion.

Dans ce premier chapitre, nous avons rappelé le principe de la technique de mesure par rétroinjection optique laser. Nous avons montré les avantages apportés lorsque la source laser utilisée est un laser de classe dynamique B. En particulier, nous avons mis en avant que les oscillations de relaxation caractéristiques de ce type de laser permettent d'améliorer considérablement la sensibilité à un retour optique décalé en fréquence lorsque le décalage est ajusté en coïncidence avec la fréquence des oscillations de relaxation du laser.

Nous avons ensuite modélisé théoriquement le comportement des lasers à 3 puis à 4 niveaux soumis à une rétroinjection optique, en établissant les équations d'évolution de l'inversion de population et du champ électrique. Les formules théoriques de la variation relative de la puissance de sortie du laser ont été comparées à une série de mesures expérimentales, utilisant la rétroinjection décalée en fréquence optique. Les différentes configurations des cavités lasers utilisées et leurs caractéristiques ont été décrites dans cette première partie. Puis une comparaison expérimentale des différents facteurs influençant la sensibilité à la rétroinjection optique a été effectuée avec différentes cavités lasers.

En réalisant une expérience basée sur une modulation d'amplitude du faisceau en sortie du laser, nous avons établi l'influence du milieu à gain sur la fréquence de résonance de la dynamique de relaxation du laser et sur l'amplitude de ce pic de résonance. Cette étude fait apparaître que l'amplitude de modulation résultant d'une rétroinjection résonante avec le pic des oscillations de relaxation, était plus importante, pour un système à trois niveaux à durée de vie longue (tels que le verre phosphate Yb:Er (8ms)) que pour un système à quatre niveaux à durée de vie plus courte (tels que le LNA:Nd (250μs)). L'intérêt de travailler avec des cavités ultracourtes, ayant une transmission du coupleur de sortie élevée, a aussi été démontrée. Il serait intéressant d'étudier d'autres matériaux amplificateurs tels que les systèmes lasers à base d' $\text{Yb}^{3+}$  afin de les comparer avec les lasers verre Yb:Er et les lasers à base de  $\text{Nd}^{3+}$  (YAG:Nd<sup>3+</sup>, YVO<sub>4</sub>: Nd<sup>3+</sup> ...).

## 6. Bibliographie

- [**Bosch 2001**] : T. Bosch et N. Servagent, *"Optical feedback interferometry for sensing application"*, Opt. Eng., **40**, 20-27, (2001).
- [**Cassimi 1989**] : A. Cassimi, thèse, université de Caen, laboratoire CIRIL, (1989).
- [**Dangoisse 2004**] : D. Dangoisse, D. Hennequin et V. Zehnlé, *"Les lasers "*, Dunod, (2004).
- [**Day 2000**] : R. Day, *"Une nouvelle technique d'imagerie laser basée sur la réinjection décalée en fréquence. Laser Optical Feedback Imaging (LOFI)"*, thèse, université Grenoble, Laboratoire de Spectrométrie Physique, (2000).
- [**Donati 1995**] : S. Donati, G. Giuliani et S. Merlo, *"Laser Diode Feedback Interferometer for Measurement of Displacements without Ambiguity"*, IEEE J.Q.E, **31**, 113-119, (1995).
- [**Hamel 1987**] : J. Hamel, A. Cassimi, H. Abu-Safia, M. Leduc et L.D. Scheerer *"Diode pumping of LNA lasers for helium optical pumping"*, Optics Communications, **63** 114-117, (1987).
- [**Kahn 1981**] : A. Kahn, A.M. Lejus, M. Madsac, J. Théry, D. Vivien et J.C. Bernier, *"Preparation, structure, optical and magnetic properties of lanthanide aluminate single crystals ( $\text{LnMal}_{11}\text{O}_9$ ) "*, Journal of Applied Physics, **52** 6864-6869, (1981).
- [**Kawai 1999**] : R. Kawai, Y. Asakawa et K. Otsuka, *"Ultrahigh-Sensitivity Self-Mixing Laser Doppler Velocimetry with Laser-Diode-Pumped Microchip  $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$  Lasers"*, IEEE Photonics Technology Letters, **11**, 706-708, (1999).
- [**Kigre**] : <http://www.kigre.com/>.
- [**Lacot 2001**] : E. Lacot, R. Day et F. Stoeckel, *"Coherent laser detection by frequency-shifted optical feedback"*, Physical Review A, **64**, 043815-1-11, (2001).
- [**Lacot (2) 2001**] : E. Lacot, R. Day, J. Pinel et F. Stoeckel, *"Laser relaxation-oscillation frequency imaging"*, Physical Review A, **64**, 043815-1-11, (2001).
- [**Laporta 1992**] : P. Laporta, S. Taccheo et O. Svelto, *"High-power and high-efficiency diode- pumped Er:Yb: glass laser"*, Electronics Letters, **28** 490-492, (1992).
- [**Laporta 1993**] : P. Laporta, S. Longhi, S. Taccheo et O. Svelto, *"Single-mode CW erbium-ytterbium glass laser at  $1.5\ \mu\text{m}$ "*, Optics Letters, **18** 31-33, (1993).
- [**Laroche 2005**] : M. Laroche, L. Keruevan, H. Gilles, S. Girard et J.K. Sahu, *"Doppler velocimetry using self-mixing effect in a short Er:Yb-doped phosphate glass fiber laser"*, Applied Physics B, **80**, 603-607, (2005).



- [Lesueur 2006]** : G. Lesueur, "*Application d'un laser à fibre monofréquence à la detection cohérente*", Rapport de projet de 3<sup>ième</sup> année à l'Ensicaen (2006).
- [Mears 1987]** : R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncey, D.N. Payne, "*Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54  $\mu\text{m}$* ", Electronics Letters, **23**, n°19, 1026-1028, (1987).
- [Okamoto 1995]** : S. Okamoto, H. Takeda et F. Kannary, "*Ultrahighly sensitive laser-Doppler velocity meter with a diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> microchip lasers*", Rev. Sci. Instrum., **66**, 3116-3120, (1995).
- [Otsuka 1979]** : K. Otsuka, "*Effects of External Perturbations on LiNdP<sub>4</sub>O<sub>12</sub> Lasers*", IEEE J.Q.E, **7**, 655-663, (1979).
- [Otsuka 1994]** : K. Otsuka, "*Ultrahigh sensitivity laser Doppler velocimetry with a microchip solid-state laser*", Applied Optics , **33** 1111-1114, (1994).
- [Pavel 2001]** : P. Pavel, J. Saikawa et T. Taira, "*Radial-Pumped Microchip High-Power Composite Yb:YAG Laser: Design and Power Characteristics*", J.J.A.P, **40** 146-152, (2001).
- [Plantier 2005]** : G. Plantier, C. Bes et T. Bosch, "*Behavioral Model of a Self-Mixing Laser Diode Sensor*", IEEE J.Q.E, **41**, 1157-1167, (2005).
- [Richter 1986]** : L.E. Richter, H.I. Mandelberg, M.S. Kruger et P.A. McGrath, "*Linewidth Determination from Self-Heterodyne Measurements with Subcoherence Delay Times*", IEEE Journal of Quantum Electronics, **22** 2070-2074, (1986).
- [Shearer 1986]** : L.D. Shearer, M. Leduc, D. Vivien, A.M. Lejus et J. Thery, "*LNA : A new CW Nd laser tunable around 1.05 and 1.08  $\mu\text{m}$* ", IEEE Journal of Quantum Electronics, **22** 713-717, (1986).
- [Siegman 1986]** : A.E. Siegman, , "*Lasers*", University Science Books, (1986).
- [Snitzer 1965]** : E. Snitzer, R. Woodcock, "*Yb<sup>3+</sup>-Er<sup>3+</sup> glass laser*", Applied Physics Letters, **6** 45-46, (1965).
- [Vienne 1998]** : G.G. Vienne, J.E. Caplen, L. Dong, J.D. Minelly et D.N. Payne, "*Fabrication and characterization of Yb<sup>3+</sup>:Er<sup>3+</sup> phosphosilicate fibers for lasers*", J. Lightwave Technol., **16**, 1990-2001, (1998).





## **Chapitre II. Applications d'un laser monomode longitudinal à fréquence fixe pour la mesure en rétroinjection optique.**

Dans ce travail de thèse, des lasers utilisant comme milieu amplificateur un verre phosphate codopé  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  ont été mis en œuvre dans des expériences de rétroinjection pour la mesure de grandeurs physiques telles que vitesse ou vibration. Ces lasers ont été décrits et caractérisés dans le chapitre I. Plusieurs géométries de cavité ont été étudiées. Ce deuxième chapitre présente l'utilisation du laser verre phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  en régime de fonctionnement monomode longitudinal avec une fréquence optique d'émission  $\nu_0$  fixe.

Des expériences de vélocimétrie ont tout d'abord été menées. En particulier, une géométrie originale à 2 faisceaux est proposée, permettant d'accéder simultanément aux composantes longitudinale et transversale du vecteur vitesse par rapport au faisceau incident. Nous montrons également, comme nous l'avons souligné au chapitre précédent, l'intérêt d'utiliser une détection hétérodyne, avec un décalage de fréquence contrôlé, permettant une rétroinjection proche des oscillations de relaxation du laser. Enfin, une application à la vibrométrie est présentée avec une sensibilité nanométrique sur l'amplitude de vibration.

### **1. Mesures en vélocimétrie**

#### **1.1. Introduction : technique de vélocimétrie en optique cohérente**

La première application étudiée consiste à mesurer la vitesse de déplacement d'un objet ou de particules en mouvement. Les deux principales techniques de mesure de vitesse par voie optique en éclairage cohérent sont la Vélocimétrie Laser Doppler (VLD) et la technique de rétroinjection optique. La VLD est une technique largement utilisée dans l'industrie, en particulier pour la mesure d'écoulement sur des fluides [Durst 1976]. Elle peut être expliquée soit par le modèle de franges d'interférence entre deux faisceaux cohérents, soit comme un battement entre une onde de référence et une onde diffusée par une cible en mouvement et décalée en fréquence par effet Doppler. Son principe est schématisé sur la figure II.1 et consiste, à partir d'une source monochromatique, à créer deux faisceaux (1) et (2) cohérents entre eux.

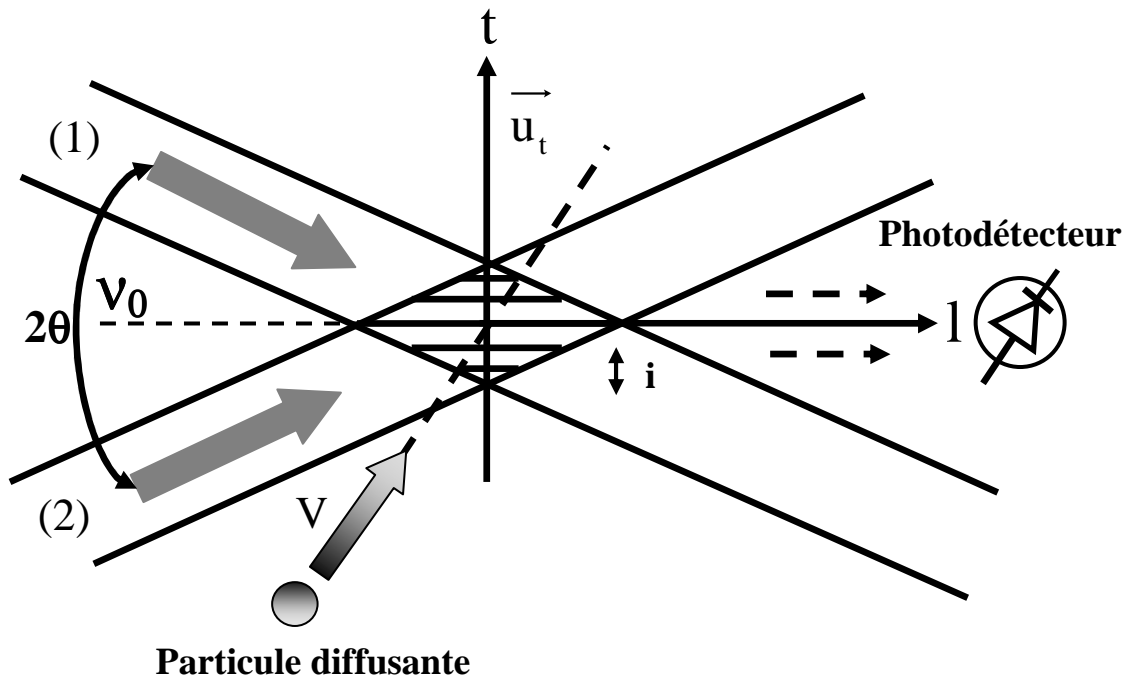


Figure II.1 : Schéma de principe de la technique de Vélocimétrie Laser Doppler.

Ces deux faisceaux sont ensuite focalisés dans une zone où ils interfèrent, créant ainsi un réseau de franges d'interférences rectilignes dans cette zone. Ces franges rectilignes sont perpendiculaires au plan d'incidence contenant les deux faisceaux et parallèles à la bissectrice entre les deux faisceaux.

Lorsqu'une particule traverse la zone d'intersection - appelée également zone de mesure - elle diffuse de la lumière à chaque fois qu'elle passe sur une frange brillante tandis qu'elle ne diffuse pas de lumière lorsqu'elle traverse une frange sombre. Il en résulte une modulation au cours du temps de la lumière diffusée, que l'on peut facilement détecter sur un photorécepteur. La fréquence de modulation  $\Delta\nu$  de la lumière diffusée détectée s'écrit alors :

$$\Delta\nu = \frac{\vec{V} \cdot \vec{u}_t}{i} = \frac{V_t}{i} \quad (\text{II.1})$$

où  $i$  représente l'interfrange entre deux franges de même nature,  $\vec{V}$  est le vecteur vitesse de la particule diffusante et  $\vec{u}_t$  un vecteur unitaire orienté perpendiculairement aux franges

rectilignes. Cette technique permet donc de mesurer la composante transverse  $V_t$  du vecteur vitesse de la particule diffusante.

Si on note  $2\theta$  l'angle séparant les deux faisceaux (1) et (2) et  $\lambda$  la longueur d'onde des deux ondes qui interfèrent, l'interfrange  $i$  peut alors s'exprimer par :

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (\text{II.2})$$

L'expression de la fréquence de battement devient :

$$\Delta\nu = \frac{2V_t \cdot \sin \theta}{\lambda} \quad (\text{II.3})$$

On constate que, moyennant une parfaite connaissance de la géométrie du montage et de la longueur d'onde  $\lambda$  en émission du laser, on peut alors calculer l'interfrange  $i$  et remonter à la mesure de la vitesse à partir de la mesure de la fréquence de battement  $\Delta\nu$ .

Cette technique présente deux avantages principaux :

- une mesure très localisée de la composante transversale du vecteur vitesse, perpendiculaire à l'axe optique du système.
- une grande dynamique de mesure limitée uniquement par la dynamique de réponse de l'électronique de détection.

Par contre, elle possède une sensibilité réduite sur des cibles diffusantes faiblement coopératives ce qui oblige à utiliser des sources laser de fortes puissances ( $P_s > 100$  mW) et augmente ainsi considérablement le coût et l'encombrement de ces systèmes.

La technique par rétroinjection optique (self-mixing) représentée sur la figure II.2 présente une alternative intéressante à la méthode VLD en raison de sa très grande sensibilité, même sur des cibles faiblement coopératives. Dans le cas d'une cible en mouvement, la lumière rétrodiffusée est légèrement décalée en fréquence par effet Doppler ce qui provoque un phénomène de battement, exalté par la dynamique intrinsèque du laser (cf paragraphe I.1). Cette technique a été démontrée initialement en utilisant les diodes lasers [Shinohara 1986]. Le battement entre l'onde incidente de fréquence  $\nu_0$  et l'onde rétrodiffusée de fréquence  $\nu_r$  est

caractérisé par une fréquence de modulation directement égale au décalage Doppler  $\Delta v_D$  subi sur la cible qui s'écrit :

$$\Delta v_D = v_r - v_0 \quad (\text{II.4})$$

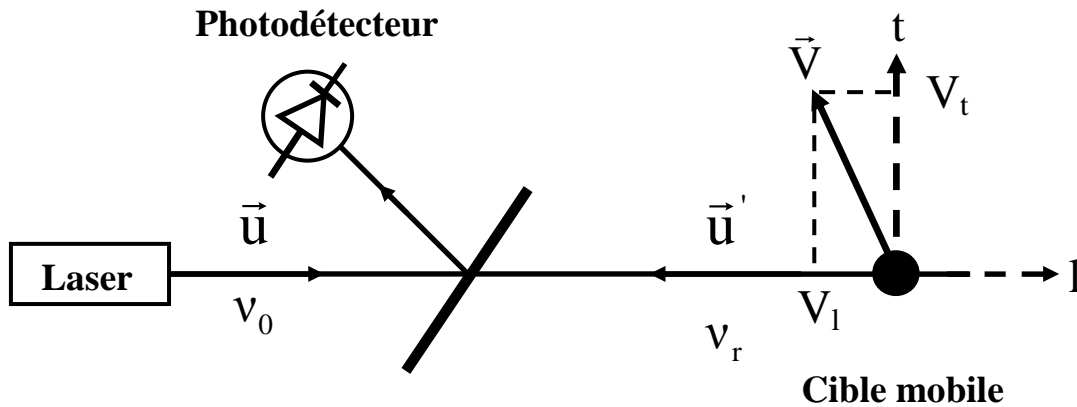


Figure II.2. : Schéma de principe de la technique de vélocimétrie par rétroinjection optique.

Pour une cible en mouvement avec une vitesse de déplacement  $\vec{V}$ , la fréquence de battement peut s'exprimer :

$$\Delta v = v_r - v_0 = \frac{\vec{V} \cdot (\vec{u}' - \vec{u})}{\lambda} = \frac{2V_1}{\lambda} \quad (\text{II.5})$$

Où  $\vec{u}$  et  $\vec{u}'$  sont respectivement les vecteurs unitaires du faisceau incident et du faisceau réfléchi.

On retrouve dans cette expression le décalage Doppler en notation vectorielle déjà présenté pour interpréter la VLD. Dans la géométrie particulière qu'impose la rétroinjection optique, on a  $\vec{u}' = -\vec{u}$  de sorte que le battement dynamique dans le laser ne dépend que de la composante longitudinale du vecteur vitesse.

Cette technique, bien qu'elle soit d'une grande sensibilité et qu'elle présente comme autres avantages l'auto-alignement du dispositif, la simplicité et la robustesse, ne permet de mesurer que la composante longitudinale du vecteur vitesse  $V_1$  ce qui peut se révéler être un défaut majeur dans de nombreux cas (mesure d'écoulement de fluides ou sur des produits défilant en continu).

1.2. Mesure simultanée des composantes transversale et longitudinale du vecteur vitesse.

1.2.1. Principe d'une mesure à deux faisceaux

La technique de rétroinjection optique est la plus souvent mise en œuvre avec un seul faisceau. Cependant Otsuka et al. [Otsuka 1994] ont montré la possibilité d'effectuer simultanément des mesures multipoints. On accède alors, en une seule fois, à la mesure de plusieurs valeurs de vitesse. Dans ce cas, chaque mesure correspond à la vitesse longitudinale des différentes zones éclairées de l'objet. L'idée développée dans ce paragraphe consiste également à utiliser plusieurs faisceaux. Par contre, la cible est éclairée en un seul point par deux faisceaux issus du même laser. Les deux faisceaux sont ensuite rétroinjectés vers la cavité. Nous montrons que cette géométrie originale permet de combiner les avantages des deux techniques - VLD et rétroinjection optique - décrites précédemment et ainsi d'accéder simultanément aux composantes longitudinale et transversale du vecteur vitesse d'un point de l'objet sondé.

La méthode est schématiquement représentée sur la figure II.3. Le faisceau incident est décomposé en deux faisceaux cohérents à l'aide d'un dispositif optique.

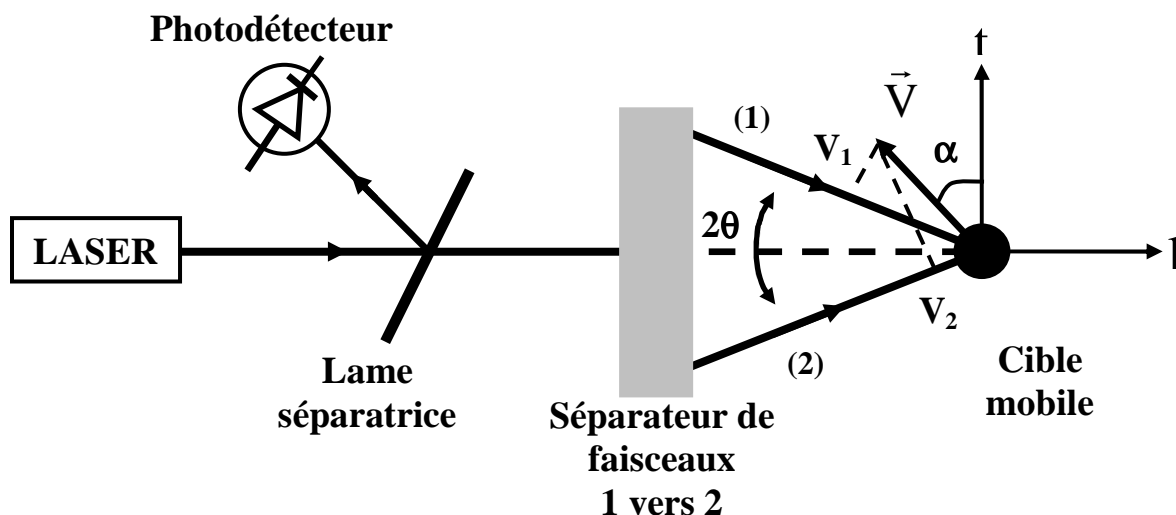


Figure II.3. : Schéma de principe de la technique de vélocimétrie par rétroinjection optique à deux faisceaux.



Les deux faisceaux (1) et (2) sont dirigés ensuite vers l'objet dont on veut connaître la vitesse. Une première analyse de cette figure nous montre que le faisceau (1) mesure la composante  $V_1$  du vecteur  $\vec{V}$  selon la direction du faisceau (1) alors que le faisceau (2) mesure la composante  $V_2$  du vecteur  $\vec{V}$  selon la direction du faisceau (2). Des composantes  $V_1$  et  $V_2$ , on peut alors déduire les composantes transversale et longitudinale du vecteur vitesse.

Une analyse plus fine de cette expérience consiste à étudier les chemins géométriques empruntés par la lumière rétroinjectée vers le laser. Si on considère le principe de retour inverse de la lumière, le même faisceau incident (1) ou (2) peut subir la rétroinjection suivant les chemins (1) et (2). En effet, nous devons distinguer trois cas.

**\* 1<sup>er</sup> cas :**

Le premier cas possible est illustré sur la figure II.4. Il correspond à la situation où le faisceau (1) est rétrodiffusé suivant la même trajectoire que la trajectoire d'émission. Cela correspond à de la lumière rétrodiffusée dans le laser en suivant le même chemin optique ( $\vec{u}_1 = -\vec{u}_1$ ) que le faisceau incident (1).

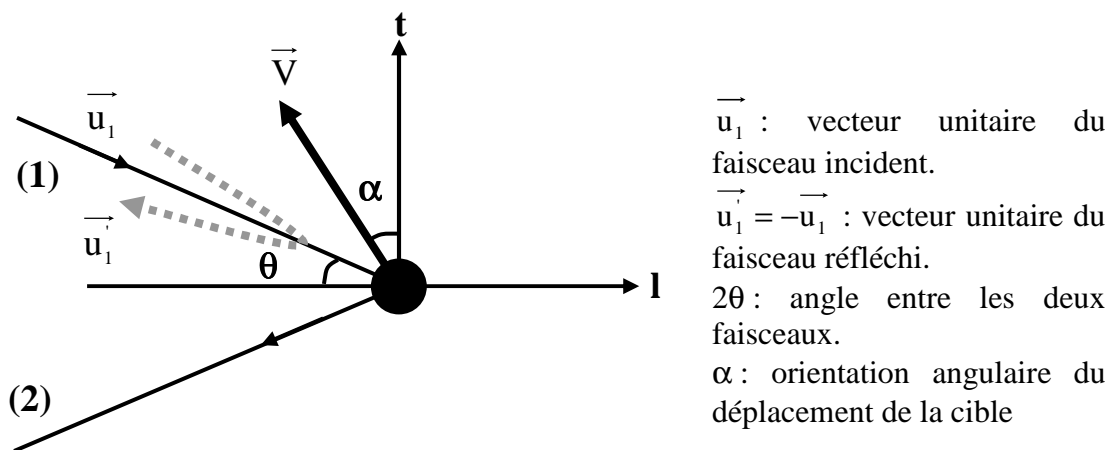


Figure II.4. Représentation schématisée de la trajectoire de la lumière lorsque le faisceau (1) est rétroinjecté suivant la même trajectoire qu'à l'émission.

Dans cette première configuration, nous pouvons détecter sur le photodétecteur un battement à la fréquence  $f_1$  donné par:

$$f_1 = |\nu_0 - \nu_1|$$

où  $\nu_0$  est la fréquence optique du faisceau laser incident et  $\nu_1$  la fréquence rétrodiffusée suivant la trajectoire (1) après décalage par effet Doppler de la cible.

La fréquence  $\nu_1$  est alors déterminée à partir de la formule (II.5) :

$$\nu_1 = \nu_0 \left( 1 + \frac{\vec{V} \cdot (\vec{u}_1 - \vec{u}_1)}{c} \right) = \nu_0 \left( 1 - \frac{2\vec{V} \cdot \vec{u}_1}{c} \right) \quad (\text{II.6})$$

Si on représente les vecteurs  $\vec{V}$  et  $\vec{u}_1$  dans le repère (l, t), on obtient alors:

$$\vec{u}_1 = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ -\sin \theta \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{V} = \begin{pmatrix} -V \sin \alpha \\ V \cos \alpha \end{pmatrix}$$

A partir des expressions précédentes, on obtient facilement la fréquence de battement  $f_1$  correspondant à cette géométrie:

$$f_1 = \frac{2V}{\lambda} |\sin(\alpha + \theta)| \quad (\text{II.7})$$

On peut signaler deux cas particuliers :

- Si  $\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta$  alors  $f_1 = \frac{2V}{\lambda}$  : ce cas correspond à la configuration longitudinale le long du faisceau (1).
- Si  $\alpha = -\theta$  alors  $f_1 = 0$  : ce cas correspond au cas où  $\vec{V}$  est transverse par rapport à la direction du faisceau (1).

\* 2<sup>ème</sup> cas :

Le second cas possible est illustré sur la figure II.5. Il correspond à la même situation que le cas 1 précédent à part qu'ici le faisceau de référence est maintenant le faisceau (2). Cela correspond donc à de la lumière rétrodiffusée dans le laser en suivant le faisceau incident (2) ( $\vec{u}_2' = -\vec{u}_2$ ).

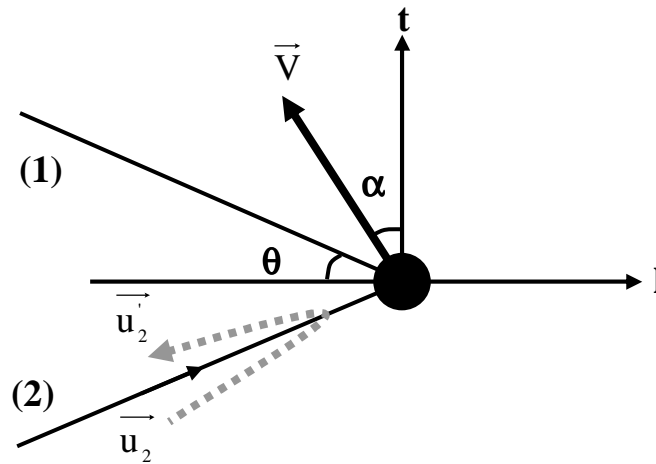


Figure II.5 : Représentation schématisée de la trajectoire de la lumière lorsque le faisceau (2) est rétroinjecté suivant la même trajectoire qu'à l'émission .

Dans cette seconde configuration, nous détectons la fréquence de battement  $f_2$  qui s'écrit:

$$f_2 = |\nu_0 - \nu_2|$$

où  $\nu_2$  est la fréquence rétrodiffusée suivant la trajectoire (2) après décalage par effet Doppler sur la cible.

La fréquence  $\nu_2$  est aussi déterminée à partir de la formule (II.5) :

$$\nu_2 = \nu_0 \left( 1 + \frac{\vec{V} \cdot (\vec{u}_2' - \vec{u}_2)}{c} \right) = \nu_0 \left( 1 - \frac{2\vec{V} \cdot \vec{u}_2}{c} \right) \quad (\text{II.8})$$

Le vecteur  $\vec{u}_2$  s'écrit dans le repère (l, t) comme:

$$\vec{u}_2 = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$$

On obtient alors facilement la fréquence de battement  $f_2$  correspondant:

$$f_2 = \frac{2V}{\lambda} |\sin(\alpha - \theta)| \quad (\text{II.9})$$

Cette fréquence de battement est évidemment à rapprocher de la fréquence de battement  $f_1$  obtenue dans le cas (1). En effet, seul l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la cible change. Il suffit juste de remplacer  $\theta$  par  $-\theta$  dans l'expression II.7 de  $f_1$  pour établir l'expression de la fréquence  $f_2$ .

Ces deux fréquences de battement  $f_1$  et  $f_2$  sont observées simultanément. Par conséquent, si on connaît la géométrie du montage (donc l'angle  $\theta$ ) et la longueur d'onde  $\lambda$  du laser, on constate que la mesure des deux fréquences  $f_1$  et  $f_2$  permet de remonter aux deux grandeurs que sont la vitesse scalaire  $V$  et l'angle d'orientation du vecteur vitesse  $\alpha$ . Ces deux valeurs permettent donc de déterminer le vecteur  $V$  dans le plan contenant les deux faisceaux. Cette forme de multiplexage de la mesure de vitesse permet donc de passer d'une mesure vectorielle à une mesure scalaire.

\* 3<sup>ème</sup> cas :

Il existe enfin une troisième configuration possible pour cette géométrie à deux faisceaux. Cette situation correspond au cas où la lumière incidente via le faisceau (1) est rétroinjectée dans la cavité laser par le trajet correspondant au faisceau (2). Ou bien, ce qui revient au même sur le spectre détecté, lorsque la lumière incidente via le faisceau (2) est rétroinjectée dans la cavité laser par le trajet correspondant au faisceau (1). Ce troisième cas est schématisé sur la figure II.6.

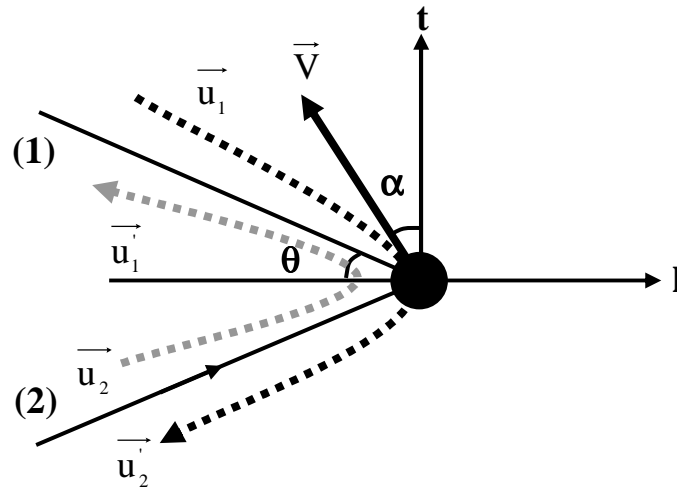


Figure II.6 : Représentation schématisque de la trajectoire de la lumière lorsque les faisceaux (1) et (2) sont rétroinjectés par un dialogue optique entre les deux voies.

Dans cette configuration, la fréquence de battement obtenue est alors :

$$f_3 = \left| \frac{\vec{V} \cdot (\vec{u}_1 - \vec{u}_2)}{\lambda} \right| = \left| \frac{\vec{V} \cdot (\vec{u}_2 - \vec{u}_1)}{\lambda} \right|$$

$$\text{d'où } f_3 = \frac{2V \sin \alpha \cos \theta}{\lambda} \quad (\text{II.10})$$

On peut remarquer que cette fréquence (II.10) correspond à une moyenne de  $f_1$  et  $f_2$  dans le cas général.

On peut signaler les cas où  $\alpha=0$  ou  $\theta=\pi/2$  pour lesquels  $f_3=0$ .

Cette technique de rétroinjection laser en configuration à deux faisceaux permet donc de mesurer simultanément les composantes transversale et longitudinale du vecteur vitesse  $\vec{V}$  par la détection des fréquences de battements  $f_1$  ou  $f_2$ .

Les fréquences  $f_1$  et  $f_2$  correspondent au cas classique d'une rétroinjection de la lumière suivant le même chemin optique que le faisceau incident. Au contraire la fréquence  $f_3$  est caractéristique de la géométrie à deux faisceaux. En effet, cette fréquence n'apparaît que lorsque la cible mobile est précisément placée au croisement des deux faisceaux (1) et (2) ce qui aboutit à un dialogue entre les deux voies (1) et (2) de mesures. De plus, cette particularité permet d'avoir une information pour ajuster la position de la cible par rapport à celle des faisceaux de mesure. Cette technique de vélocimétrie à deux faisceaux a été étudiée sur un laser à semi-conducteur [Imamura 2001] et nous l'avons validée sur un laser solide pompé par diode [Kervevan 2004].

### 1.2.2. Mise en œuvre d'un montage à deux faisceaux

Le dispositif expérimental mis en œuvre pour l'étude de vélocimétrie par rétroinjection optique à 2 faisceaux est décrit sur la figure II.7. Le laser verre phosphate Yb:Er utilisé correspond à la configuration de cavité Version A (cf I.3.1.1) avec un coupleur de transmission de 2%. Le faisceau incident est divisé en deux faisceaux de même intensité à l'aide d'un montage constitué d'une lame séparatrice 50/50 et d'un miroir plan. Les deux faisceaux obtenus sont focalisés à l'aide d'un objectif de distance focale  $f=50\text{mm}$  et de nombre d'ouverture 1,8 (Zuiko Olympus) sur le bord d'un disque de rayon  $R=40\text{ mm}$  monté sur l'axe d'un moteur électrique. Au point de croisement des deux faisceaux, le vecteur vitesse  $\vec{V}$  fait un angle  $\alpha$  avec l'axe « t » définissant l'axe de la composante de vitesse transversale. On détecte la perturbation dynamique attribuée à la rétroinjection en prélevant une partie du faisceau émis à l'aide d'une lame séparatrice et en l'envoyant sur une photodiode fibrée InGaAs (Thorlabs, modèle D400-FC) muni d'une optique de collimation pour assurer l'injection dans la fibre optique. L'analyse du signal détecté est assurée par un oscilloscope numérique (Tektronix, modèle 2012) dans le domaine temporel ou un analyseur de spectre RF (HP, modèle 8591) dans le domaine spectral.

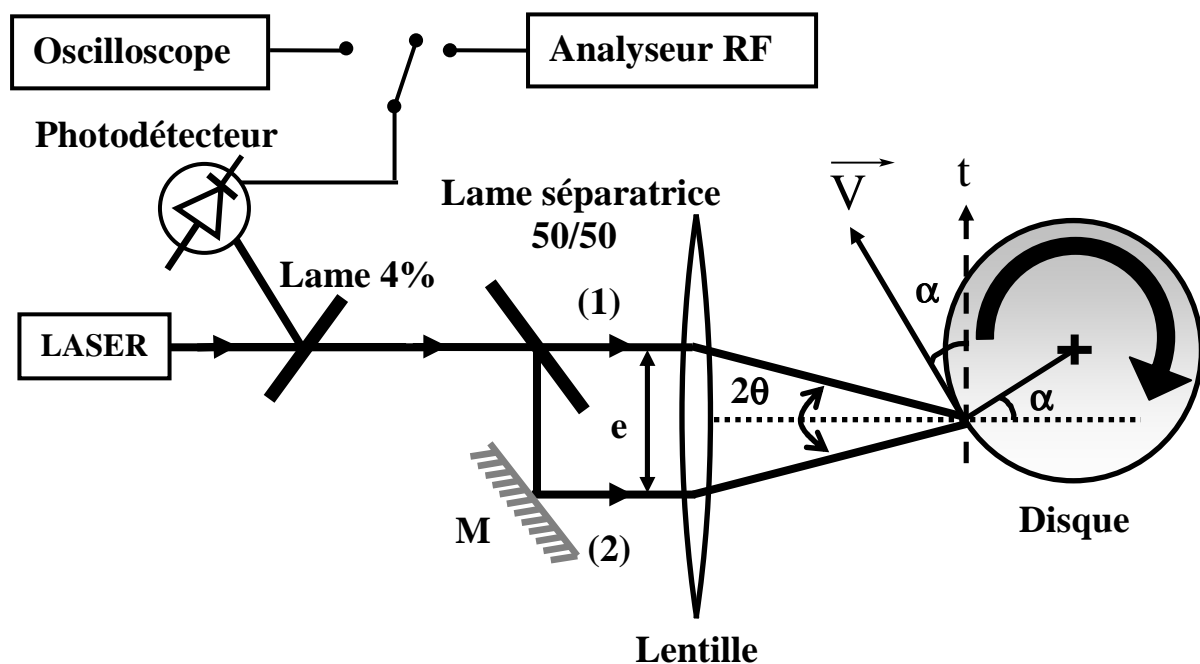


Figure II.7 : Dispositif expérimental du montage à deux faisceaux par rétroinjection optique.

### 1.2.3. Résultats expérimentaux

La figure II.8 représente le spectre en fréquence du signal détecté en sortie du laser lorsque la cible en mouvement est précisément placée dans le plan focal de l'objectif, c'est à dire à l'intersection des deux faisceaux. Ce spectre a été enregistré sur l'oscilloscope numérique et le signal a été converti en un spectre en fréquence en utilisant la fonction transformée de Fourier rapide proposée par l'interface de l'oscilloscope. Ce spectre de bruit présente une résonance caractérisée par le premier pic observé, qui correspond aux oscillations de relaxation du laser. Comme nous l'avons déjà dit au chapitre I, il est présent même en l'absence de rétroinjection et correspond au bruit naturel du laser. Il est centré ici autour de 80 kHz. Lorsque la cible est placée dans le plan focal, trois autres pics correspondant respectivement aux fréquences de battements  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  apparaissent dans le spectre. Ces 3 fréquences de battements proviennent des 3 cas évoqués dans le paragraphe II.1.2.1.

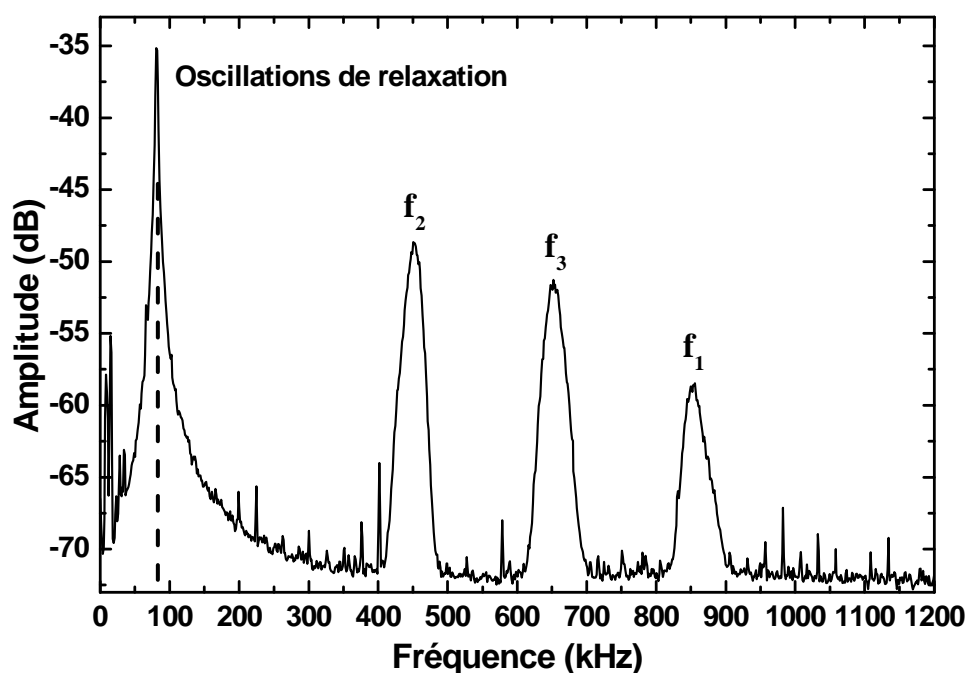


Figure II.8 : Spectre en fréquence du signal détecté dans la géométrie du montage de vélocimétrie à deux faisceaux lorsque le disque est précisément placé au point de croisement des deux faisceaux de mesure .

On remarque sur la figure II.8 que les amplitudes des pics de battement augmentent lorsque la fréquence de battement diminue. Cette spécificité de comportement est due à l'effet d'exaltation plus important à proximité du pic des oscillations de relaxation. Ceci explique



que l'amplitude du pic de battement à la fréquence  $f_2$  soit plus importante que celle à  $f_3$  et  $f_1$ . On peut également constater que la largeur des pics de battement est plus importante que celle du pic des oscillations de relaxation. La principale explication que l'on peut fournir provient du léger balourd du disque lorsqu'il est en rotation ce qui entraîne une distribution de vitesse.

Les pics de battement caractérisés par les fréquences  $f_1$  et  $f_2$  sont dus à une rétroinjection par le même chemin optique que le faisceau incident. Pour le vérifier, il suffit de masquer alternativement l'un puis l'autre des faisceaux. Lorsqu'on masque le faisceau (1), les pics de battement aux fréquences  $f_1$  et  $f_3$  disparaissent dans le spectre de bruit du laser rétroinjecté. Par contre, le pic de battement à  $f_2$  reste identique à ce qu'il était en présence des deux faisceaux. De même, si on masque le faisceau (2), seul le pic de battement à la fréquence  $f_1$  subsiste tandis que les pics à  $f_2$  et  $f_3$  disparaissent. Les pics de battement aux fréquences  $f_1$  et  $f_2$  correspondent donc au cas classique de rétroinjection directe. Sauf qu'ici, on obtient simultanément deux pics puisque l'on a multiplexé la mesure suivant deux faisceaux. Le pic de battement à la fréquence  $f_3$  est au contraire caractéristique de cette géométrie de rétroinjection à deux faisceaux. Il n'apparaît que lorsque le disque est localisé précisément à l'intersection des deux faisceaux, dans le plan focal de l'objectif. Ce pic correspond à la réinjection de la lumière rétrodiffusée suivant un chemin optique différent du faisceau incident. Il décrit donc le dialogue entre les deux voies, évoqué dans le paragraphe II.1.2.1.

Afin de caractériser ce dialogue entre les deux chemins optiques possibles permettant de coupler le laser et la cible, nous avons réalisé une série d'expériences utilisant un isolateur optique placé sur le trajet de l'un des deux faisceaux de mesure. Par exemple, si on intercale l'isolateur optique sur le faisceau (1) comme représenté sur la figure II.9, on empêche le faisceau (1) d'éclairer la cible mais on permet à la lumière diffusée par la cible provenant du faisceau (2) d'être réinjectée dans le laser via le faisceau (1). Lorsque l'on enregistre le spectre de bruit du laser, on observe alors la disparition du pic de battement à la fréquence  $f_1$  comme on peut le voir sur la figure II.10.(b). Par contre, les pics autour de  $f_2$  et  $f_3$  sont bien visibles. On peut toutefois remarquer une diminution de l'amplitude du battement à la fréquence  $f_3$ . Cette diminution en présence de l'isolateur optique est directement liée au fait que l'isolateur masque le faisceau (1) ce qui réduit la quantité de lumière réinjectée par couplage entre les deux voies. De la même façon, lorsque l'on place l'isolateur sur la voie (2), seul le pic de battement à  $f_2$  disparaît (cf figure II.10.(c)) alors que les autres restent apparents.

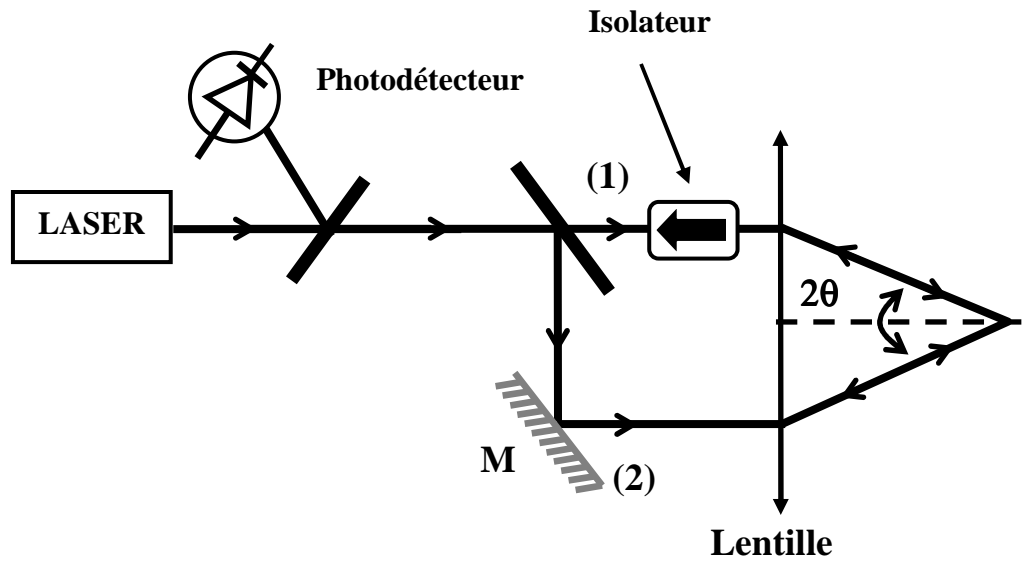


Figure II.9: Représentation schématique du montage à deux faisceaux avec un isolateur optique sur l'un des deux faisceaux de mesure .

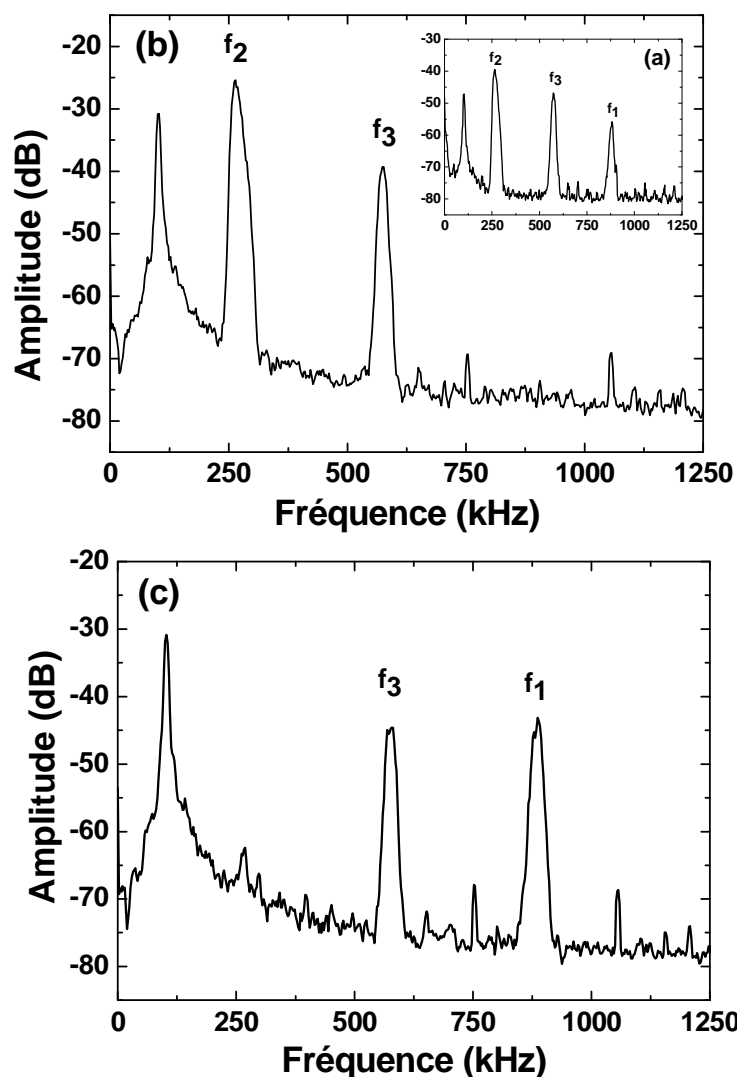


Figure II.10 : : Spectres RF du signal photodétekté lorsque le disque est précisément placé au point de croisement des deux faisceaux de mesure : (a) sans isolateur optique sur (1) ou (2) , (b) avec isolateur sur (1) et (c) avec isolateur sur (2) .

Dans les deux cas décrits par les figure II.9 et II.10, le pic de battement à la fréquence  $f_3$  reste systématiquement apparent, quelque soit l'orientation de l'isolateur optique, car les deux voies peuvent toujours dialoguer.

Pour illustrer le fait que le pic de battement à la fréquence moyenne  $f_3$  n'apparaît que lorsque les voies dialoguent (donc lorsque les faisceaux se recouvrent sur la cible), nous avons enregistré une série de spectres comportant les pics de battements autour de  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  en fonction de la position longitudinale du disque.

La série de spectres illustrée par la figure II.11 a été réalisée pour une vitesse de rotation du disque constante ( $V_{\text{mot}}=1,16$  m/s) et un écart entre les deux faisceaux de mesure  $e=24$  mm équivalent à un angle entre (1) et (2) de  $2\theta=27^\circ$ .

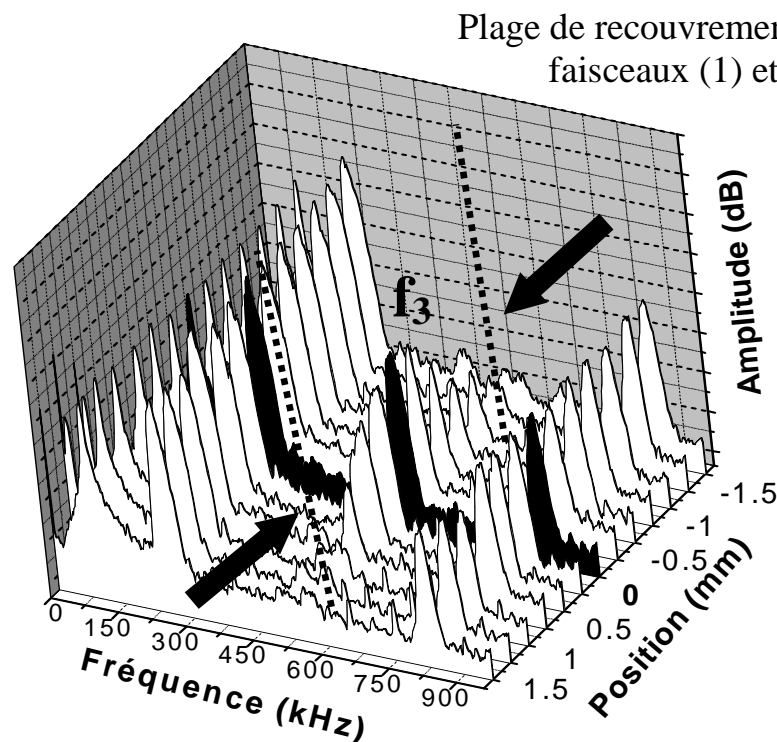


Figure II.11 : Série de spectres enregistrés en fonction de la position longitudinale du disque de la cible.

On constate sur la figure II.11 que la composante à la fréquence de battement  $f_3$  n'apparaît que lorsque la cible est localisée à l'intersection des deux faisceaux de mesure. Le décalage maximum pour lequel le pic de battement à une fréquence  $f_3$  disparaît totalement est alors égal

à  $\pm 0,5\text{mm}$  de part et d'autre du plan focal image de l'objectif. Cette plage correspond à la zone de recouvrement des faisceaux (1) et (2), estimée à environ 1 mm.

Afin de vérifier les expressions  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  établies au paragraphe précédent, une série de mesures a été effectuée à vitesse constante ( $V=5\text{m/s}$ ) en faisant varier l'angle  $\alpha$  d'orientation du disque. Les expériences ont été réalisées en translatant le disque latéralement devant les deux faisceaux (1) et (2). Les résultats sont illustrés sur la figure II.12 pour un angle  $\theta=13,3^\circ$ . Ils sont en accord avec les expressions théoriques de  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  (équations II.7, II.9 et II.10).

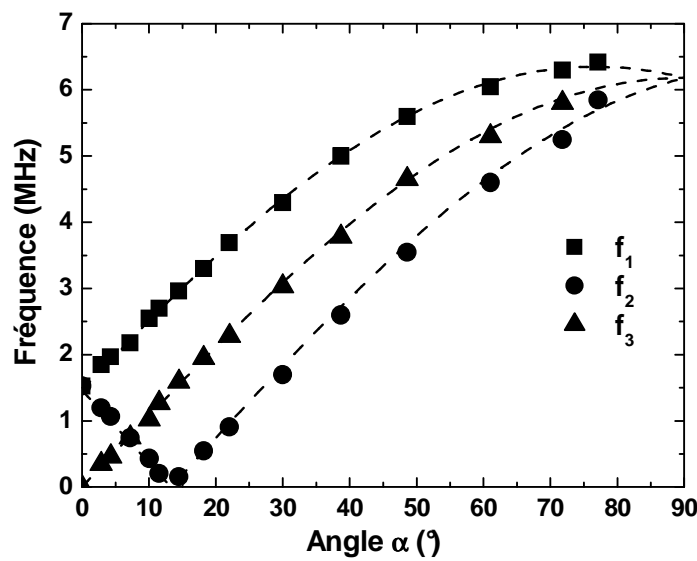


Figure II.12 : Evolution théorique et expérimentale des fréquences de battements  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  en fonction de l'orientation angulaire  $\alpha$  du vecteur vitesse  $V$ .

A partir des fréquences  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$ , il est alors possible de déduire de façon indépendante la norme du vecteur vitesse  $V$  et son orientation angulaire  $\alpha$  dans le plan contenant les deux faisceaux (1) et (2). A partir des expressions des fréquences  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$ , la norme du vecteur vitesse  $V_{\text{cal}}$  et son angle d'orientation  $\alpha_{\text{cal}}$  sont définis par :

$$V_{\text{cal}} = \frac{\lambda}{2} \cdot \sqrt{\frac{(f_1 - f_2)^2}{4 \sin^2 \theta} + \frac{(f_3)^2}{\cos^2 \theta}} \quad \text{et} \quad \tan \alpha_{\text{cal}} = \frac{2f_3}{f_1 - f_2} \cdot \tan \theta \quad (\text{II.11})$$

Ces deux valeurs  $V_{\text{cal}}$  et  $\alpha_{\text{cal}}$  ont été calculées à partir de  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  et sont représentées sur la figure II.13 en fonction de l'angle  $\alpha$ . On retrouve alors la vitesse  $v=5\text{m/s}$ . Le calcul de la

norme du vecteur vitesse présenté sur la figure II.13 montre que la connaissance de l'orientation de la cible n'est plus nécessaire. Seul l'angle  $\theta$  - qui ne dépend que de la géométrie interne de la sonde optique - joue un rôle. La mesure ne dépend plus de l'angle d'orientation  $\alpha$ .

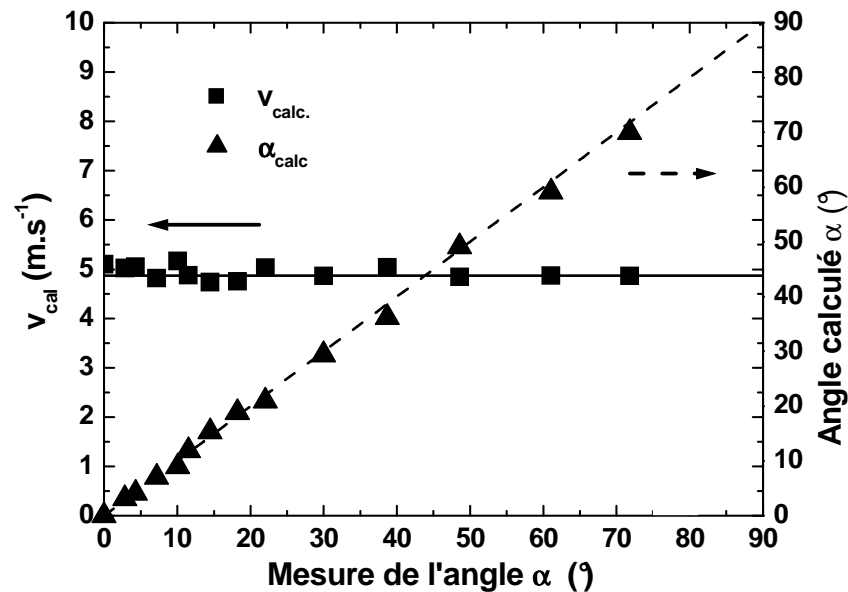


Figure II.13 : Valeurs calculées de  $V_{cal}$  et  $\alpha_{cal}$  à partir des mesures des fréquences  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  pour différentes orientations du vecteur vitesse données par l'angle  $\alpha$ .

On mesure généralement des vitesses de l'ordre de 10 m/s afin de rester à proximité des oscillations de relaxation du laser. Cette nécessité de travailler à une fréquence de battement proche de la fréquence des oscillations de relaxation limite la dynamique de mesure en vélocimétrie par rétroinjection sur un laser de classe B. Avec un angle  $\theta$  entre les deux faisceaux égal à  $13^\circ$ , les vitesses mesurables sont limitées à une vitesse maximale de l'ordre 30 m/s. Lorsque la vitesse augmente, les fréquences  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  deviennent très élevées par rapport à la fréquence propre des oscillations de relaxation. L'amplitude de modulation due à la rétroinjection diminue alors de façon très importante ce qui limite la dynamique de mesure.

D'autre part, l'amplitude des pics de battements par rapport au bruit naturel aux fréquences  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  est de l'ordre de +20-30 dB sur une cible faiblement coopérative lorsque l'angle  $\alpha$  est faible. Cette amplitude décroît assez rapidement lorsque l'angle  $\alpha$  augmente car, pour une cible supposée parfaitement diffusante, le diagramme spatial de diffusion de la lumière est

assimilable à un diagramme de source lambertienne. Ce diagramme de rayonnement devient donc très faible pour des angles supérieurs à 70-80° par rapport à la normale à la surface diffusante. Pour augmenter la dynamique de mesure, on peut faire varier l'angle  $\theta$  entre les deux faisceaux et l'angle d'orientation  $\alpha$  de la vitesse. La figure II.14 montre l'évolution de la vitesse  $V$  en fonction de la fréquence de battement  $f_1$  (cf équation (II.7)) pour différentes valeurs de l'angle d'orientation  $\alpha$  et de l'angle de séparation des faisceaux  $\theta$ .

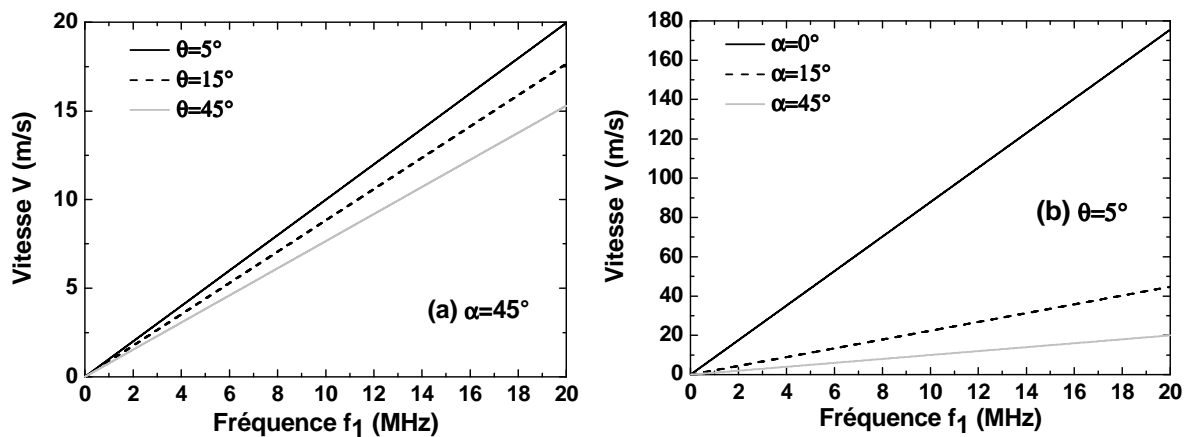


Figure II.14 : Evolution théorique de la vitesse de rotation du disque en fonction de la fréquence de battement  $f_1$ .

Par exemple, pour un angle  $\alpha=45^\circ$ , on constate sur la figure II.14.(a) que plus l'angle de séparation entre les faisceaux  $\theta$  est faible, plus la fréquence  $f_1$  diminue ce qui facilite la possibilité de mesurer des vitesses élevées. Mais la différence entre ces vitesses mesurées pour  $\theta=5, 15$  et  $45^\circ$  n'est pas significative. Même si ce graphique montre quand même l'influence de la géométrie du montage (donc de l'angle  $\theta$ ) sur la dynamique de mesure. Le graphique de la figure II.14.(b) représente l'évolution de  $V$  en fonction de  $f_1$  pour  $\alpha=0^\circ, 15^\circ$  et  $45^\circ$  pour un angle  $\theta$  fixe de  $5^\circ$ . On remarque sur cette figure que lorsque l'angle d'orientation de la vitesse est faible, par exemple  $\alpha=0^\circ$  (faisceau dans l'axe du disque), on gagne environ un facteur 10 sur la mesure de vitesse en passant d'un angle  $\theta$  de séparation des faisceaux de  $45^\circ$  à  $5^\circ$  et permet dans ce cas de mesurer des vitesses de plus de 160m/s. Mais avec notre montage décrit sur la figure II.7, nous étions limités à un angle  $\theta$  compris entre 10 et  $15^\circ$  à cause de l'encombrement des supports de miroirs, de la lame séparatrice et surtout en raison du nombre d'ouverture de l'objectif utilisé. Nous montrerons, dans le paragraphe II.3, que la

mise en œuvre d'un montage à 2 faisceaux fibrés, beaucoup plus simple d'utilisation, permet le choix des paramètres géométriques.

La résolution de la mesure est principalement liée à la précision avec laquelle on mesure les fréquences  $f_1$  et  $f_2$ . Avec les moyens d'analyse dont nous disposons, elle est ici limitée par la résolution de l'analyseur HP 8591 (10 kHz). Les courbes que nous observons sur la figure II.8 ont une largeur de 50 kHz. La précision de la mesure de vitesse est donc médiocre (en dessous des performances des moyens d'analyse) et s'explique ici par la qualité du mouvement imposé à la cible. Il existe d'autres moyens de traitement du signal que ceux utilisés dans cette expérience et qui permettent d'accéder par rétroinjection à des précisions relatives bien meilleures. En particulier, les techniques développées par le groupe de T. Bosch dans des expériences de vélocimétrie par rétroinjection optique sur des diodes lasers atteignent des précisions relatives de 5% [**Bosch 2001**].

#### 1.2.4. Conclusion

Dans le domaine de la vélocimétrie, la technique de mesure par self-mixing utilisant une géométrie à deux faisceaux présente donc l'avantage de permettre une mesure scalaire de la vitesse, indépendamment de l'orientation du vecteur vitesse. D'autre part, elle permet de remonter également à la composante transversale du vecteur vitesse - comme dans le cas des techniques plus classiques de VLD - ce qui permet d'envisager des mesures de déplacement et d'écoulement sur des cibles se déplaçant perpendiculairement à la direction du faisceau de mesure. Cette géométrie, beaucoup plus fonctionnelle que la géométrie dans l'axe de mesure, permet par exemple d'envisager une utilisation du self-mixing pour des mesures de vitesse. Les deux principaux inconvénients du montage expérimental à deux faisceaux sont:

- l'impossibilité de connaître le sens de rotation du disque.
- une plage d'ajustement de l'angle d'orientation  $\theta$  entre les deux faisceaux très limitée.

Pour remédier à ces défauts, le paragraphe suivant décrit une configuration à deux faisceaux utilisant des fibres optiques pour réaliser la mesure. Cette technique basée sur l'utilisation de composants d'optique fibrée présente alors deux avantages principaux. D'une part, elle va permettre un ajustement de l'angle  $\theta$  entre les deux faisceaux sur une gamme beaucoup plus étendue qu'en optique classique. D'autre part, la solution fibrée permet de déporter la zone de mesure de la source laser utilisée.

### 1.3. Utilisation des composants d'optique fibrée pour la mesure de vélocimétrie par rétroinjection optique.

#### 1.3.1. Intérêt d'une solution en optique fibrée

Dans le paragraphe précédent, nous avons décrit une première expérience où la technique de rétroinjection optique est utilisée pour une mesure de vitesse. La principale contrainte pratique de mise en œuvre du montage à deux faisceaux, décrit dans le paragraphe II.1.2.2 était la nécessité de positionner la cible dans l'axe du montage. Cette nécessité peut se révéler une contrainte si on souhaite réaliser une mesure sur une cible difficile d'accès ou placée dans un environnement hostile. On utilise alors, dans nombre de situations, des solutions à base de fibres optiques. L'intérêt majeur d'opter pour une solution fibrée est de pouvoir déporter la source lumineuse, les systèmes de détection et d'acquisition du signal et de garder ainsi mobile uniquement la tête de mesure. Cela apporte une flexibilité et une robustesse accrues du montage. Nous présenterons, dans ce paragraphe, deux solutions fibrées.

Nous avons tout d'abord repris l'expérience à deux faisceaux décrite au paragraphe précédent. La lumière émise par le laser verre  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  est injectée dans un dispositif fibré constitué d'un coupleur et d'une fibre de grande longueur permettant de déporter la mesure. Il est alors facile de disposer de deux faisceaux et d'adapter la géométrie au type de mesure à effectuer. Dans la seconde expérience, un laser à fibre dopée Erbium est mis en œuvre. On dispose alors d'une solution complètement fibrée, sans réglage et d'une grande souplesse d'utilisation. Nous montrerons que les performances obtenues sont comparables à celles obtenues avec le laser verre  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ .



### 1.3.2. Montage fibré à deux faisceaux

Pour ajuster l'angle  $\theta$  et déporter la zone de mesure de la source laser, nous avons remplacé le montage de l'expérience à deux faisceaux (décrit par la figure II.7) par un montage optique utilisant des composants fibrés. La cavité laser utilisée est identique à celle déjà présentée dans le paragraphe 2. De même, nous avons utilisé le même disque comme cible diffusante pour les mesures de vélocimétrie. Par contre, l'ensemble des composants optiques intermédiaires (séparatrice de détection, séparatrice pour obtenir les deux faisceaux de mesures, objectif de grande ouverture) a été remplacé par des composants fibrés. La lumière émise par le laser verre Yb:Er est injectée dans un coupleur 2 vers 2 50/50 monomode à 1,55  $\mu\text{m}$ . Les extrémités du coupleur 2 vers 2 sont équipées de connecteurs FC-PC. On équipe ces extrémités (figure II.15) de collimateurs asphériques (Thorlabs, modèle F230\_FC) pour permettre l'injection sur la voie d'entrée 1 ou pour collimater les faisceaux en sortie sur les voies (2) et (3). La détection est obtenue sur la voie 4 en utilisant une photodiode fibrée InGaAs (Thorlabs, modèle PDA400). La photographie du montage sur la figure II.15.(b) permet d'identifier les différents composants. On remarque également sur cette photographie la liberté presque totale que nous donne cette configuration fibrée sur l'orientation angulaire entre les deux faisceaux de mesure. Avec ce montage, les résultats obtenus en vélocimétrie par rétroinjection sont équivalents que ceux obtenus dans le paragraphe II.1.2.3. Ils sont illustrés sur la figure II.16. On retrouve une valeur scalaire du vecteur vitesse avec un accès aux composantes longitudinale et transversale du vecteur vitesse indépendamment de l'orientation de celui-ci. L'expérience est réalisée avec un angle  $\theta=23,5^\circ$ . Notons qu'au delà d'un angle  $\alpha=60^\circ$ , la mesure devient difficile car la quantité de lumière rétroinjectée est alors très faible et l'amplitude du signal de rétroinjection est médiocre. Au contraire de l'expérience à deux faisceaux décrite dans le paragraphe II.1.2.2 où les deux faisceaux étaient focalisés sur le bord du disque, les deux faisceaux sont ici collimatés. Il en résulte que la quantité de lumière rétroinjectée est moins importante qu'en faisceaux focalisés. Par contre, la cible peut être placée à une distance importante de l'extrémité des fibres ; il faut cependant s'assurer que la cible soit toujours placée au point de croisement des deux faisceaux.

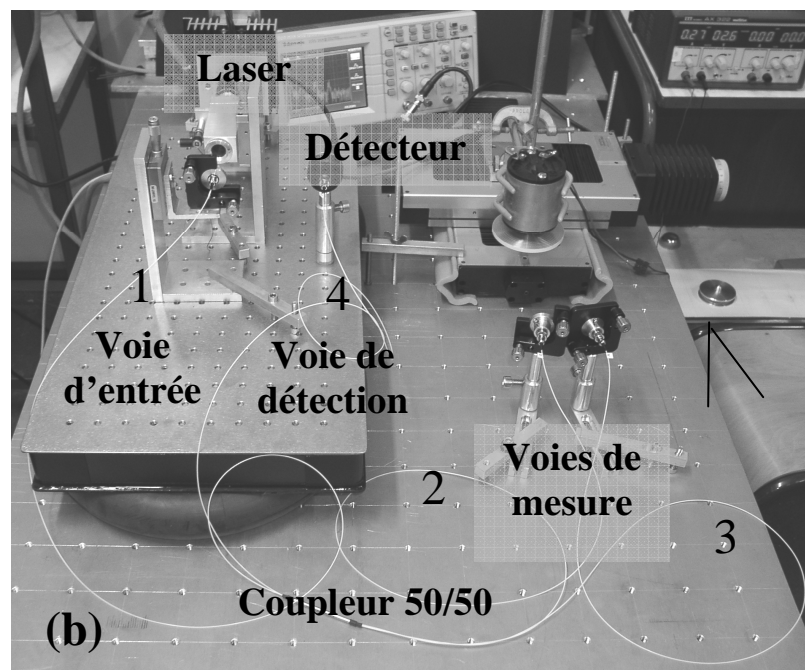
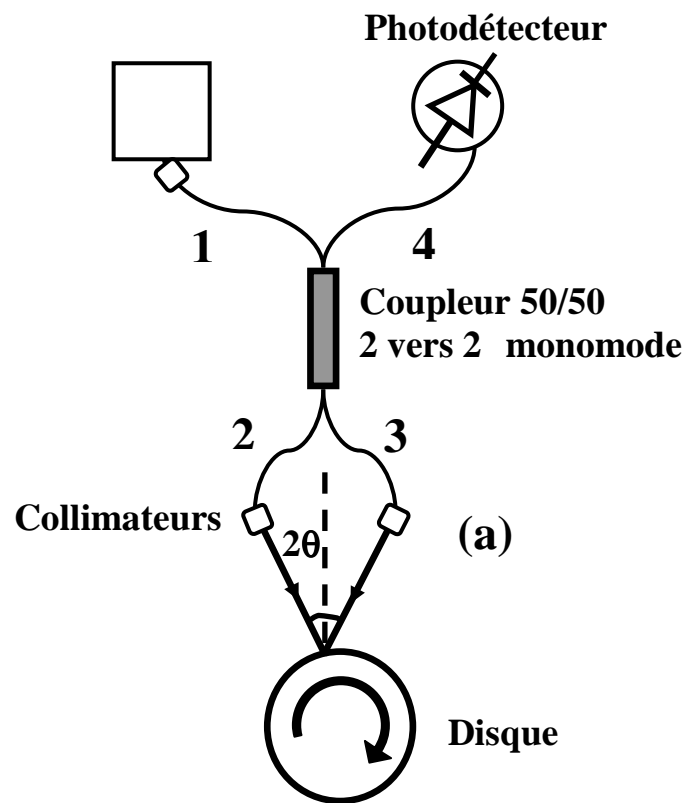


Figure II.15 : Dispositif expérimental de vélocimétrie par rétroinjection optique à deux faisceaux utilisant des composants fibrés (a) Schéma expérimental (b) Photographie du dispositif réalisé .

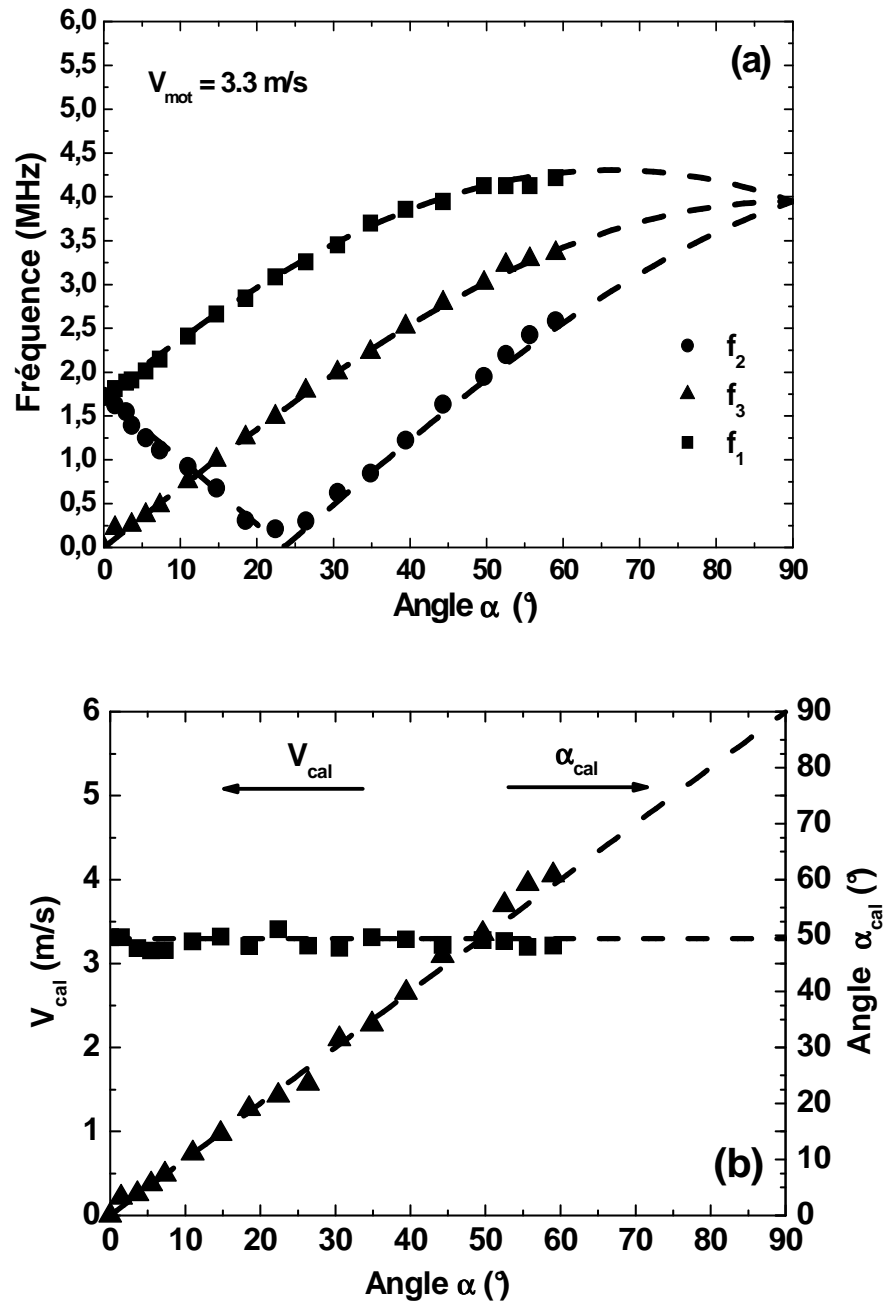


Figure II.16 : Résultats expérimentaux de vélocimétrie par rétroinjection optique à deux faisceaux avec une solution totalement fibrée : (a) Evolutions théorique et expérimentale des fréquences de battements  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  en fonction de l'orientation angulaire  $\alpha$  à vitesse  $V$  constante ; (b) Valeurs calculées de  $V$  et  $\alpha$  en utilisant  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  pour différentes orientations de la cible .

### 1.3.3. Laser à fibre dopée Er

Les premiers travaux concernant l'utilisation d'un laser à fibre dans une expérience de rétroinjection sont récents et ont été menés par E. Lacot à Grenoble sur un laser à fibre DFB [Hugon 2003]. Cependant, ce type de laser n'apparaît pas comme très sensible à la rétroinjection en raison de la longueur de la cavité résonante. Au laboratoire, M. Laroche a mis en œuvre un laser à fibre dopée  $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$  double-gaine que nous avons décrit dans le chapitre précédent [Laroche 2005]. De tels systèmes sont bien connus pour avoir une très grande sensibilité à la rétroinjection optique, cette sensibilité a été quantifiée au chapitre I (cf tableau I.2). L'expérience de vélocimétrie utilisant un laser à fibre est représentée schématiquement sur la figure II.17. La cavité laser est identique à celle décrite dans le paragraphe I.3.2. Le faisceau de sortie, de puissance 3 mW environ éclaire la tranche d'un disque du rayon  $R=40\text{mm}$  animé d'une vitesse de rotation. Comme dans les expériences précédentes, une faible partie de la lumière en sortie est prélevée (4%) à l'aide d'une séparatrice puis détectée par un photodétecteur (Thorlabs, modèle D400-FC) et analysée avec l'analyseur de spectre RF de résolution 10kHz. Un spectre typique de rétroinjection est représenté sur la figure II.18.(a). Le pic voisin de 150 kHz centré à la fréquence  $F_r$ , correspond au pic d'oscillations de relaxation du laser. La composante à la fréquence  $\Delta v_D$  est attribuée à l'effet de rétroinjection sur la cible. Il s'agit de la composante décalée par effet Doppler permettant de déterminer la vitesse  $V$  du point éclairé d'après la formule suivante :

$$V = \frac{\lambda \cdot \Delta v_D}{2 \sin \alpha} \quad (\text{II.12})$$

Une troisième composante à  $2\Delta v_D$  apparaît dans le cas d'une forte rétroinjection. Dans cette expérience, on peut souligner que le disque en rotation est situé à 50 cm du laser ; le rapport signal sur bruit (S/B) est supérieur à 40 dB ce qui est comparable aux performances obtenues avec le mini laser verre-Erbium utilisé au paragraphe précédent. La figure II.18.(b) présente l'évolution du rapport S/B lorsqu'on augmente la fréquence de décalage Doppler. Comme prévu, le rapport S/B diminue au fur et à mesure que la composante Doppler s'éloigne de la fréquence d'oscillations de relaxation du laser et tend vers une valeur asymptotique de 25 dB.

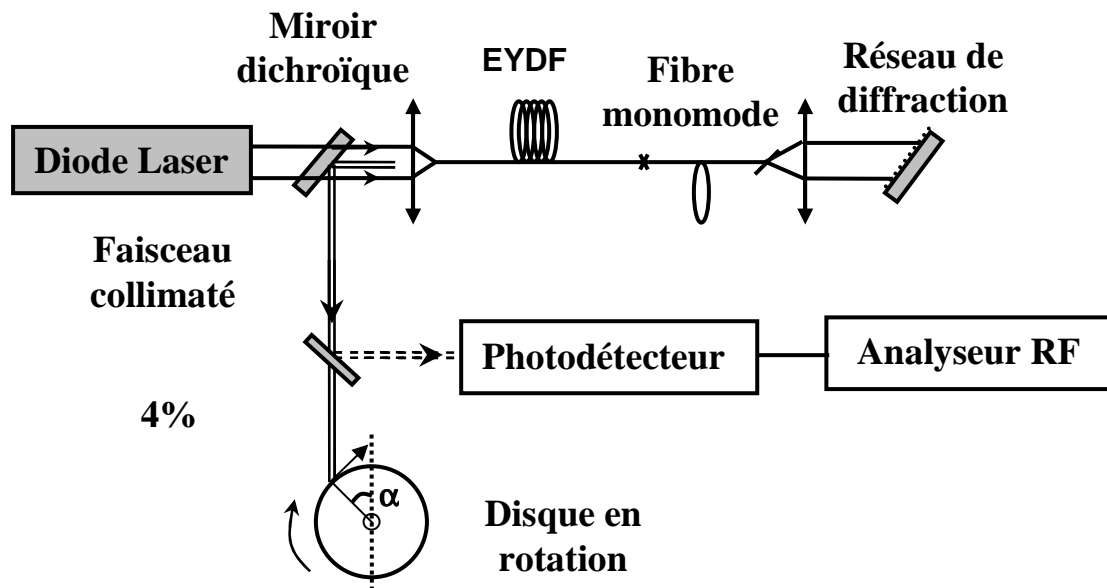


Figure II.17 : Configuration expérimentale pour la vélocimétrie laser fibré par rétroinjection optique .

La figure II.18.(c) représente l'évolution de la vitesse déduite de la mesure par rétroinjection comparée à la vitesse donnée par un tachymètre fixé sur l'axe de rotation du disque. L'accord entre les deux mesures est satisfaisant et l'erreur relative, de l'ordre de 2%, est attribuée à l'incertitude sur la mesure de l'angle  $\alpha$  entre la direction du faisceau et le vecteur vitesse  $V$ . On constate sur cette figure que des vitesses inférieures à 0,2m/s n'ont pas été mesurées. Dans ce cas en effet, la fréquence de décalage Doppler est très proche des oscillations de relaxation du laser et la forte rétroinjection entraîne un comportement très instable du fonctionnement du laser.

Des expériences avec un faisceau collimaté ont également été menées dans lesquelles on a étudié l'évolution du rapport S/B en fonction de la distance entre le laser et la cible. Nous avons ainsi pu mesurer la vitesse de déplacement d'un objet avec un rapport S/B égal à 10dB, lorsque celui-ci est situé à une vingtaine de mètres du laser. Cette dernière expérience montre ainsi la très grande sensibilité et les potentialités du laser à fibre dopée Erbium dans des expériences de rétroinjection optique.

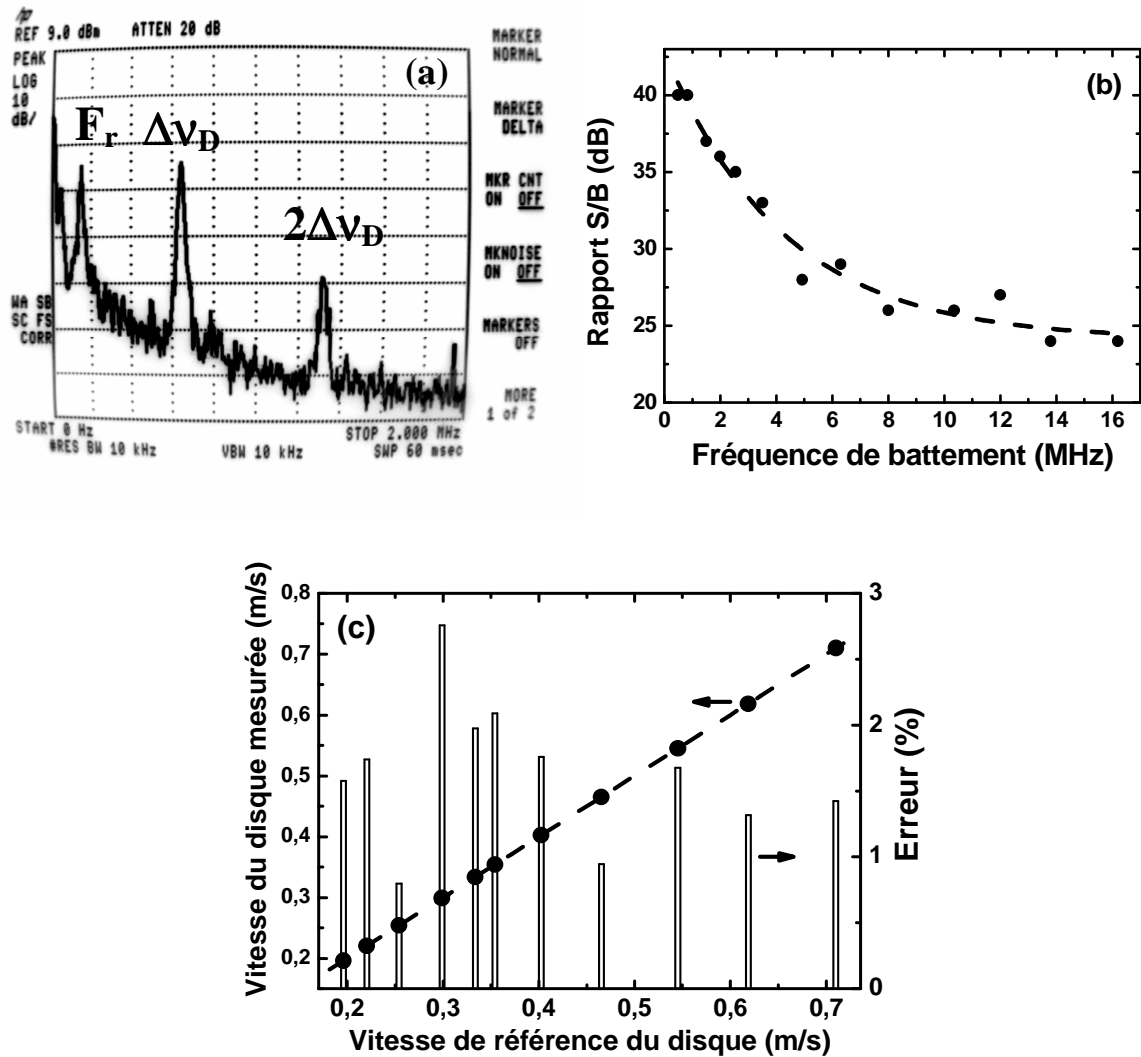


Figure II.18 : Résultats expérimentaux : (a) Spectre en puissance du signal de sortie du laser modulé par le battement Doppler (b) Evolution du rapport signal sur bruit en fonction de la fréquence de battement et (c) Vitesse et erreur relative en fonction de la vitesse de référence du disque .

#### 1.4. Conclusion

Une nouvelle approche de vélocimétrie par rétroinjection permettant d'accéder simultanément aux composantes longitudinale et transversale du vecteur vitesse dans un plan a été proposée. Cette approche est basée sur une mesure multiplexée à deux faisceaux. Le principe physique a été validé sur deux montages expérimentaux utilisant à chaque fois comme source un laser verre phosphate Yb:Er. Le premier montage est réalisé à partir de composants optiques classiques. La seconde configuration utilise des composants d'optiques fibrés. Cette solution fibrée permet alors une mesure en déportant la source laser et la zone de mesure. Elle offre également la possibilité de choisir l'angle  $2\theta$  entre les deux faisceaux de mesure avec une liberté accrue. Le choix de cet angle  $2\theta$  permet en particulier d'adapter la dynamique et la résolution du montage à l'étude de vélocimétrie à réaliser. Ces différents montages par rétroinjection optique permettent de mesurer des vitesses jusqu'à 30 m/s avec une bonne résolution mais ne permettent pas de connaître le sens de rotation du disque. Pour avoir cette information sur le sens de rotation du disque, il est nécessaire de décaler en fréquence le faisceau de sortie du laser en réalisant une détection hétérodyne. Nous le décrirons au paragraphe suivant.

Nous avons également montré, pour ce type de mesure, les potentialités d'utiliser un laser à fibre dopée Erbium. Fonctionnant également à  $1,5\mu\text{m}$ , il possède les mêmes avantages que les lasers verre-Erbium (domaine de sécurité oculaire, possibilité d'utiliser des composants Télécom fibrés à  $1,5\mu\text{m}$ ). Les performances obtenues avec ce type de laser sont comparables à celles observées avec des lasers verre Erbium. Il offre une grande simplicité de mise en œuvre (pas de réglage) et une grande robustesse (absence de dérèglement).

## 2. Intérêt d'une détection hétérodyne pour la rétroinjection optique

### 2.1. Introduction

Nous avons déjà évoqué dans le premier chapitre l'intérêt de forcer la rétroinjection optique à provoquer dans la cavité laser un battement à fréquence  $\Delta\nu_D$  proche de la fréquence  $F_r$  des oscillations de relaxation du laser. Pour cela, une solution est de réaliser une détection hétérodyne qui ramène constamment  $\Delta\nu_D$  proche de  $F_r$ . Cette méthode de détection est couramment utilisée dans les récepteurs radiofréquences (modulation AM ou FM) et consiste à réaliser le battement entre le signal à étudier et celui délivré par un oscillateur local de référence. On transpose alors une partie du spectre à analyser autour de la fréquence de l'oscillateur de référence ce qui permet de mettre en œuvre des circuits accordés à bande passante étroite et d'améliorer considérablement l'amplitude du signal réinjecté de réception. Cette technique est transposable au domaine optique. Pour l'illustrer, il est pratique de se référer à l'interféromètre de Michelson. Nous considérons donc cet interféromètre, décrit sur la figure II.19.(a), éclairé par une onde plane monochromatique. Il est formé de deux miroirs  $M_1$  et  $M_2$  placés en incidence normale par rapport aux faisceaux incidents. Le miroir  $M_2$  est animé d'une vitesse  $v$  le long de l'axe  $ox$ . Le signal d'interférence obtenu sur la voie de détection entre le signal de référence  $S_1$  et l'onde rétrodiffusée par la cible (ou signal de mesure  $S_2$ ) s'écrit :

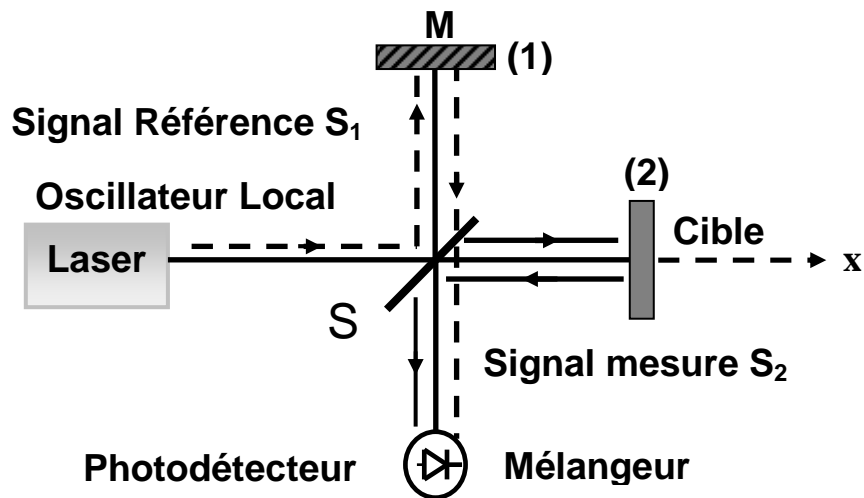
$$S(t) = S_1 + S_2 + 2\sqrt{S_1 S_2} \cdot \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} \cdot vt\right) \quad (\text{II.13})$$

L'intensité du signal reçu est donc modulée au cours du temps à la fréquence  $\Delta\nu_D = 2v/\lambda$ . Le spectre radiofréquence du signal  $S(t)$  est donc centré autour de 0. Cette détection est appelée détection homodyne. Dans le cas de la détection hétérodyne, on place sur l'un des bras de l'interféromètre un dispositif capable de décaler la fréquence optique. Ce décalage peut donc être réalisé soit sur l'onde de référence, soit sur l'onde de mesure. Sur l'exemple, décrit sur la figure II.19.(b), le décalage est effectué sur la fréquence optique de l'onde partant vers la voie de mesure ( $v_m$ ). Le signal d'interférence reçu  $S'(t)$  devient :

$$S'(t) = S_1 + S_2 + 2\sqrt{S_1 S_2} \cdot \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} vt + 2\pi v_m t\right) \quad (\text{II.14})$$



### Détection Homodyne (a)



### Détection Hétérodyne (b)

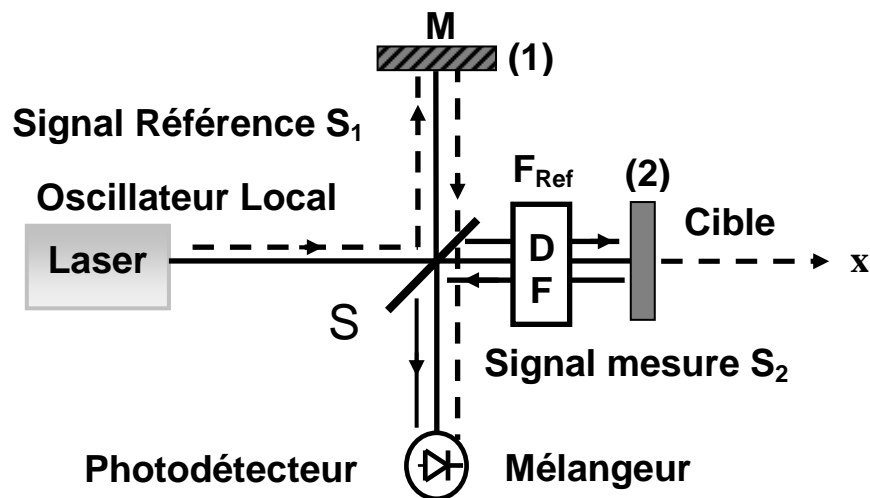


Figure II.19 : Description schématique avec l'interféromètre de Michelson de détections: (a) Détection Homodyne et (b) Détection Hétérodyne.

Le spectre radiofréquence du signal  $S'(t)$  est alors centré autour de  $\nu_m$ . Cette technique de détection peut être mise en œuvre dans le cas de la rétroinjection optique. Si l'on reprend l'exemple de la vélocimétrie, le mouvement de la cible impose un battement intracavité à la fréquence  $\Delta\nu_D$ . En intercalant en sortie du laser un dispositif capable de décaler l'onde rétroinjectée d'une fréquence supplémentaire  $\nu_m$ , on obtient alors un battement à  $\nu_m + \Delta\nu_D$ .

proche de la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Le laser, par l'intermédiaire de sa réponse dynamique, joue ainsi le rôle de détecteur sélectif en fréquence avec un facteur de qualité élevé. Le spectre de la figure II.20 représente la réponse en fréquence du laser verre-phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ . Comme nous l'avons déjà noté au chapitre I, ce type de laser de classe B se comporte, pour l'onde rétroinjectée, comme un détecteur accordé à la fréquence  $F_r=125\text{kHz}$  avec une bande passante étroite. Ainsi, l'effet de rétroinjection, s'il est ramené autour de la fréquence des oscillations de relaxation propres du système laser par détection hétérodyne, sera fortement amplifié. En effet, comme on peut le constater sur la figure II.20, le gain estimé par rapport à une détection éloignée (détection homodyne) de la fréquence des oscillations de relaxation est de 30dB. Cet effet sera clairement démontré expérimentalement dans le chapitre III.

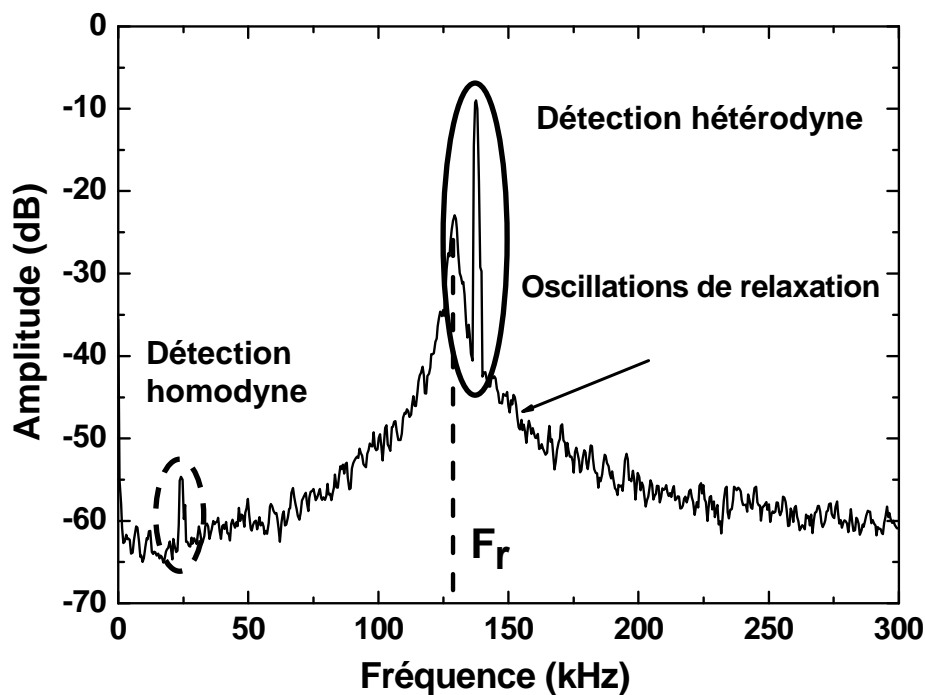


Figure II.20 : Spectre RF du signal électrique photodétecté.

Dans les paragraphes suivants, nous présentons quelques techniques pour décaler en fréquence une onde laser et obtenir un battement autour d'une fréquence  $\nu_m$  ajustable. Nous appliquerons ensuite ces techniques à la vélocimétrie puis à la vibrométrie.

## 2.2. Techniques de décalage de la fréquence d'une porteuse optique.

### 2.2.1. Modulateur acousto-optique.

Nous avons mis en œuvre au laboratoire plusieurs techniques connues permettant de décaler en fréquence une porteuse optique. La première technique, mis en œuvre par exemple par K Otsuka [Otsuka 2002] ou E. Lacot [Day 2000], consiste à utiliser une paire de modulateurs acousto-optiques. Un MAO est un composant optoélectronique constitué d'un cristal dans lequel se propage une onde acoustique de fréquence  $F_{MAO}$ . Cette onde génère dans le cristal un réseau de phase en mouvement. Le faisceau lumineux traversant le modulateur subit une diffraction de Bragg (condition de Bragg :  $2d \sin \theta = \lambda$ ) et se décompose en deux faisceaux d'ordre 0 (faisceau non dévié de fréquence optique  $\nu_0$ ) et d'ordre +1 (faisceau dévié d'un angle  $2\theta$  et de fréquence  $\nu_0 + F_{MAO}$ ) ou d'ordre -1 (faisceau dévié de  $-2\theta$  de fréquence  $\nu_0 - F_{MAO}$ ). Le fonctionnement d'un MAO est illustré sur la figure II.21.

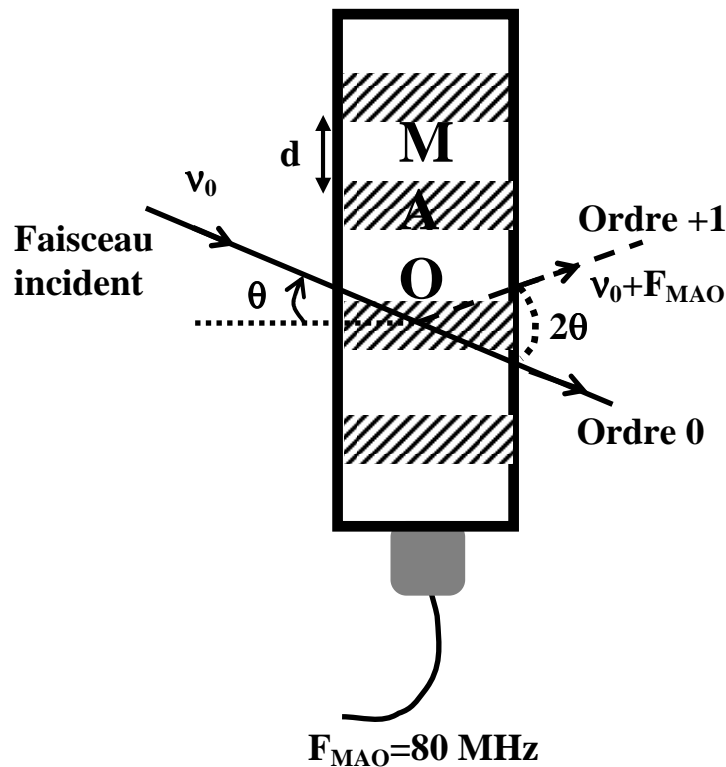


Figure II.21: Schéma de fonctionnement d'un modulateur acousto-optique.

Le modulateur que nous avons utilisé génère une onde acoustique à 80MHz (Isomet, modèle 1205C-843). Pour décaler la fréquence optique  $\nu_0$  incidente vers  $\nu_0 + F_r$  et créer ainsi un battement par rétroinjection autour de la fréquence d'oscillation de relaxation du laser, il est nécessaire de disposer de 2 MAO. Le premier est orienté de telle façon à décaler l'onde incidente de  $\nu_0 + F_{MAO(1)}$ . Le second, placé juste derrière le premier, est orienté de sorte à diffracter l'onde à l'ordre  $-1$ . L'onde en sortie est donc de fréquence  $\nu_0 + F_{MAO(1)} - F_{MAO(2)}$ .

Les fréquences  $F_{MAO(1)}$  et  $F_{MAO(2)}$  sont choisies telles que :  $F_{MAO(1)} - F_{MAO(2)} = F_{Ref} \approx \frac{F_r}{2}$ . Si une cible, placée derrière le second modulateur, crée une rétroinjection optique vers le laser, elle génère dans la cavité un battement à la fréquence  $\Delta\nu = \left| \nu_0 - \left( \nu_0 + 2(F_{MAO(1)} - F_{MAO(2)}) \right) \right| \approx F_r$ .

Si la cible est animée d'un mouvement de déplacement avec une vitesse longitudinale  $V_l$ , le décalage Doppler  $\Delta\nu_D = 2V_l/\lambda$  se superpose au décalage fixe imposé par les modulateurs. Il en résulte alors dans le laser un battement à la fréquence  $\nu_m + \Delta\nu_D$ . Dans ce cas, on réalise une détection hétérodyne en bande latérale unique (BLU). Un seul modulateur acousto-optique peut toutefois être utilisé pour décaler la fréquence de l'onde incidente. Dans ce cas, on module l'amplitude de l'onde acoustique à la fréquence  $\nu_m$  entraînant une modulation de l'amplitude de l'onde laser à la même fréquence. Sur l'ordre 0 de diffraction, la fréquence optique est donc décalée en  $\nu_0 \pm \nu_m$ . On réalise dans ce cas une détection hétérodyne en bande latérale double (BLD).

Nous montrerons dans les prochains paragraphes que ces techniques ont été mises en œuvre respectivement pour des mesures en vélocimétrie et vibrométrie.

### 2.2.2. Modulation de phase serrodyne

Une autre technique permettant de réaliser un décalage en BLU de la fréquence optique en sortie d'une source laser consiste à utiliser l'effet électro-optique dans un modulateur de phase à effet Pockels. En appliquant un signal en dent de scie sur le modulateur de phase, on aboutit à un décalage de la fréquence optique proportionnelle à la tension et à la fréquence de modulation appliquée sur le modulateur. Cette méthode est appelée technique de décalage serrodyne par référence aux travaux effectués dans le domaine microonde [Wong 1982] [Poberezhskiy 2005]. Elle a été essentiellement étudiée pour réaliser le décalage de la

fréquence optique dans les gyroscopes à fibres optiques. Pour des raisons pratiques, elle utilise des modulateurs électro-optiques intégrés réalisés dans un substrat de niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ). Ces modulateurs de phase présentent en effet pour avantage une tension demi-onde  $V_\pi$  très faible par rapport à la tension utilisée dans les modulateurs EO massifs. D'autre part, des modulateurs de phase intégrés commerciaux issus de composants télécoms sont actuellement disponibles. Ils sont dédiés à un fonctionnement autour d'une longueur d'onde de  $1,5 \mu\text{m}$  et sont donc bien adaptés pour réaliser un décalage de la fréquence optique sur les lasers verre phosphate Yb:Er que nous utilisons. Le schéma de principe de ces modulateurs de phase intégrés mis en œuvre en détection serrodyne est représenté sur la figure II.22.

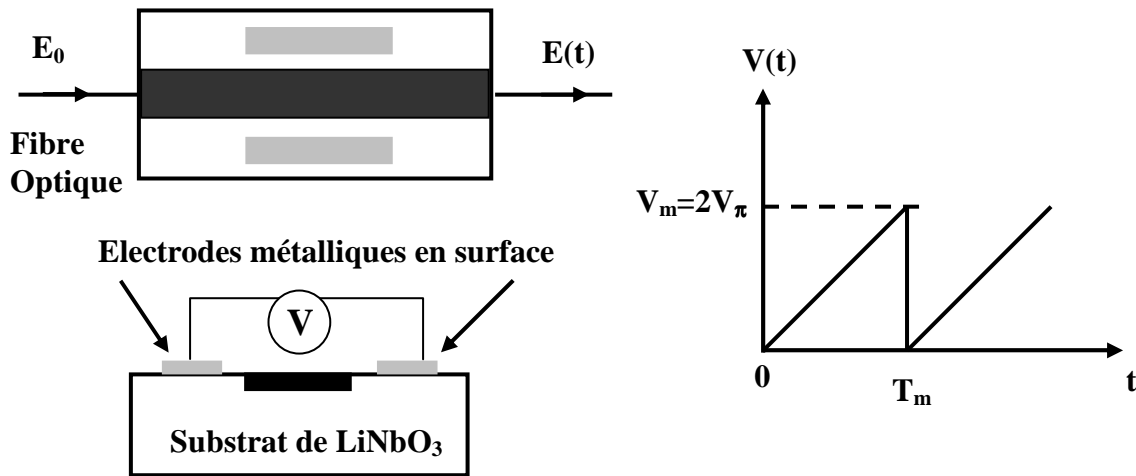


Figure II.22: Schéma de fonctionnement d'un modulateur de phase intégré.

En appliquant une tension en dent de scie  $V(t)$  sur le modulateur de phase, on introduit un déphasage supplémentaire  $\phi(t)$  attribué à l'effet électro-optique que l'on peut noter :

$$\phi(t) = \pi \cdot \frac{V(t)}{V_\pi} \quad (\text{II.15})$$

L'onde transmise en sortie du modulateur de phase peut alors s'écrire :

$$E(t) = E_0 \cos(2\pi\nu_0 t - \phi(t)) = E_0 \cos\left(2\pi\nu_0 t - \frac{\pi V(t)}{V_\pi}\right) \quad (\text{II.16})$$

Pour un temps  $0 \leq t \leq T_m$ , la tension appliquée sous forme d'une dent de scie modulée à fréquence  $\nu_m$  peut s'écrire :

$$V(t) = V_m \cdot \frac{t}{T_m} \quad (\text{II.17})$$

de sorte que l'équation de  $S(t)$  peut s'écrire :

$$S(t) = S_0 \cos\left(2\pi\nu_0 t - \frac{\pi V_m}{V_\pi T_m} t\right) = S_0 \cos\left(\left(2\pi\nu_0 - \frac{\pi V_m}{V_\pi T_m}\right) t\right) \quad (\text{II.18})$$

On obtient alors un décalage de la fréquence ajustable en faisant varier  $V_m$  ou  $T_m$ . Pour éviter un saut de phase en  $t=T_m$ , il est nécessaire que  $V_m=2V_\pi$  de sorte que le décalage en fréquence vaut :  $\Delta\nu=1/T_m$  ce qui correspond à la fréquence de modulation du signal en dent de scie appliqué sur le modulateur intégré. L'avantage de cette technique de décalage de la fréquence optique est de permettre une efficacité proche de 100% (bien qu'il faille modérer cette efficacité en tenant compte des pertes dans le modulateur intégré). D'autre part, le caractère intégré du modulateur permet d'éviter les contraintes d'alignement .

Par contre, le coût d'un modulateur de phase intégré est assez élevé. D'autre part, il est nécessaire d'utiliser une tension de commande parfaitement ajustée à  $2.V_\pi$  afin d'éviter les sauts de phase qui entraînent l'apparition d'une série d'harmoniques supplémentaires à  $2\Delta\nu$ ,  $3\Delta\nu$ ,... Enfin, les effets de réflexion parasites en sortie des composants fibrés peuvent poser des problèmes pratiques lors d'une utilisation de cette technique serrodyne.

Néanmoins, cette technique est intéressante en particulier lors d'utilisation d'un laser à fibre dopée Erbium car elle permet d'envisager une détection hétérodyne dans un montage entièrement fibré. Cette technique a été essayée et validée au sein de notre équipe par C. Bartolacci [Bartolacci 2006] sur un laser à fibre.

### 2.2.3. Laser à deux modes

Une dernière technique consiste à faire osciller un laser simultanément sur deux modes longitudinaux. L'un des deux modes sert de référence tandis que l'autre mode interagit avec la cible. La détection hétérodyne peut alors être réalisée par un battement entre les deux modes. Pour utiliser cette technique en pratique, il faut pouvoir contrôler le décalage de fréquence entre les deux modes et séparer les deux modes.

Il existe différentes techniques pour forcer un laser à osciller simultanément sur deux modes. Par exemple, L. Grossard et al [Grossard 2001] utilisent un laser YAG:Nd<sup>3+</sup> formé de trois miroirs pour obtenir deux cavités partiellement découplées. En contrôlant la longueur des sous-cavités, les auteurs obtiennent un battement dont la fréquence est ajustable entre 10 et 40 GHz. Une autre structure de cavité correspond au cas où le laser oscille simultanément sur deux états de polarisation orthogonaux. On parle alors de laser bi-fréquence à deux états de polarisation orthogonaux (ou plus simplement de laser bi-fréquence). Ces deux états correspondent au même ordre dans la cavité résonante du laser mais la différence de fréquence est contrôlée en ajustant la biréfringence dans la cavité. Cette technique est particulièrement adaptée au système laser utilisant comme milieu amplificateur du verre phosphate Yb:Er. Elle a déjà permis de réaliser des sources lasers bi-fréquences en contrôlant la différence de fréquence par insertion d'un cristal électro-optique intracavité [Alouini 2001] ou en utilisant des lames quart d'onde [Lai 2003].

Dans le cadre de cette thèse, un laser verre Yb:Er a été rendu isotrope par insertion de deux lames quart d'onde intracavité. Nous avons mis en œuvre cette cavité dans des expériences de rétroinjection en détection hétérodyne. Les résultats détaillés concernant cette cavité sont présentés dans le chapitre IV.

### 3. Applications en vélocimétrie.

Nous avons tout d'abord mis en œuvre la détection hétérodyne dans des expériences de vélocimétrie. Le principal intérêt de la détection hétérodyne est alors de permettre une détection proche des oscillations de relaxation du laser. Cependant, il apparaît un second intérêt à utiliser ce type de détection en vélocimétrie. En effet, dans les expériences précédentes à 1 ou 2 faisceaux, le signe de la vitesse ne pouvait être déduit des mesures. Nous montrerons dans ce paragraphe que l'accès à ce signe devient possible en détection hétérodyne. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure II.23. La détection hétérodyne est réalisée grâce à un montage utilisant deux modulateurs acousto-optiques identiques (Isomet, modèle 1205C-843).

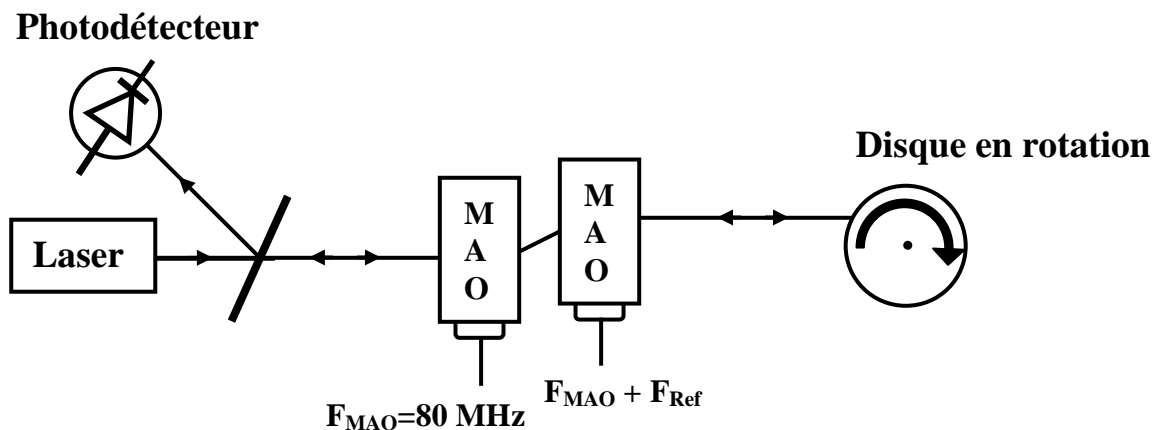


Figure II.23 : Dispositif expérimental de vélocimétrie en configuration BLU.

Le premier MAO est commandé par un signal à  $F_{MAO(1)}=80\text{MHz}$ . Le second est alimenté par un générateur de signal (HP, modèle 8654A) amplifié avec un amplificateur HF de puissance. La fréquence du signal délivré sur le second modulateur est égale à  $F_{MAO(2)}= F_{MAO(1)}+F_{Ref}$  et peut être ajustée de façon à ce que  $v_m$  soit proche des oscillations de relaxation du laser. La puissance optique éclairant le disque en rotation est voisine de  $5\text{mW}$ .

Pour tester la technique de détection hétérodyne, deux séries d'expériences, suivant le sens de rotation du disque, sont réalisées dans une configuration avec un seul faisceau de mesure. Ce faisceau est envoyé sur le bord d'un disque tournant dont on contrôle la vitesse de rotation. La fréquence imposée par la paire de modulateurs AO est égale à environ  $700\text{ kHz}$ .



On constate sur la figure II.24 que la technique de détection hétérodyne permet de discriminer le sens de rotation de la cible. En effet, cette figure illustre ce point en présentant l'évolution de la fréquence du pic de rétroinjection à  $\Delta\nu_D + \nu_m$  du pic de rétroinjection en fonction de la vitesse linéaire du disque lorsque celui-ci est entraîné dans le sens direct (figure II.24.(a)) ou le sens indirect (figure II.24.(b)). On remarque bien que la fréquence du pic de rétroinjection augmente ou diminue selon le sens de rotation du disque, c'est à dire selon le signe de la vitesse.

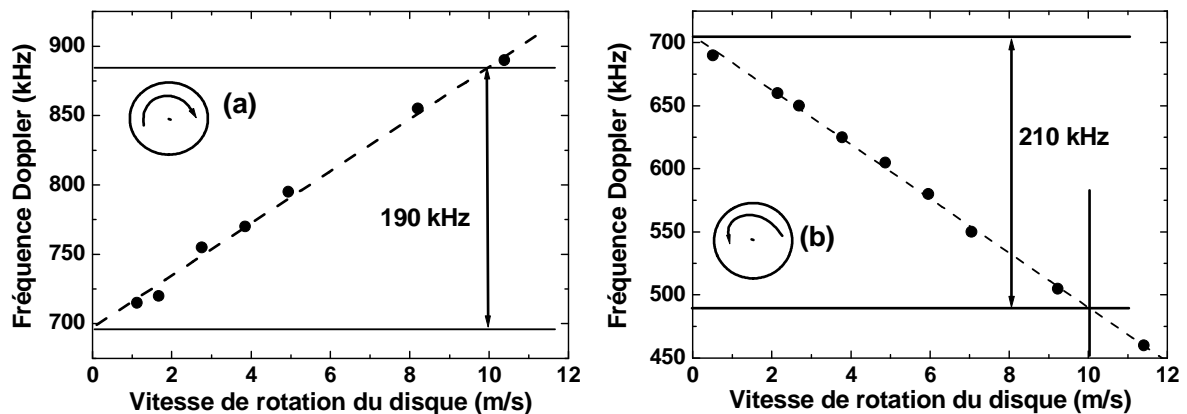


Figure II.24 : Evolution de la fréquence de battement Doppler en fonction de la vitesse de rotation du disque : (a) Disque tournant dans le sens des aiguilles d'une montre (sens direct) (b) Disque tournant dans le sens inverse.

On peut constater pour finir sur la figure II.24, que suivant le sens de rotation du disque, la valeur de la fréquence de décalage Doppler  $\Delta\nu_D + \nu_m$  pour une même vitesse est légèrement différente. L'explication provient sûrement du fait que le disque ne tourne pas exactement à la même vitesse dans les deux sens de rotation pour une tension appliquée au moteur équivalente.

L'expérience à deux faisceaux a également été menée dans le cas de la détection hétérodyne. Le montage, identique à celui décrit sur la figure II.23, est combiné avec la technique à deux faisceaux de la figure II.7. L'étude de l'évolution des fréquences de battements  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  a été menée en fonction de l'angle d'orientation  $\alpha$  du vecteur vitesse. La figure II.25 correspond aux résultats expérimentaux obtenus pour une détection hétérodyne sur un montage à deux

faisceaux ; elle est à comparer avec la figure II.16. Dans cette série d'expérience, la fréquence de décalage  $\nu_m$  était ajustée à 1MHz.

On constate qu'en détection hétérodyne, les trois pics de battement sont décalés de la fréquence  $\nu_m$  de sorte que :

$$f_1 = \frac{2V}{\lambda} \sin(\alpha + \theta) + \nu_m, \quad f_2 = \frac{2V}{\lambda} \sin(\alpha - \theta) + \nu_m \quad \text{et} \quad f_3 = \frac{2V}{\lambda} \sin \alpha \cos \theta + \nu_m \quad (\text{II.19})$$

En choisissant  $\nu_m \gg \Delta\nu_D$ , on décale l'ensemble des pics de battement de sorte qu'il ne subsiste plus aucune ambiguïté sur le signe du décalage  $\Delta\nu_D$  – donc sur le signe de la vitesse - et cela quelque soit le trajet subi par la lumière dans le montage. Nous constatons, comme sur la figure II.16, que la mesure n'est plus possible au delà de  $60^\circ$ , la quantité de lumière rétroinjectée devenant trop faible.

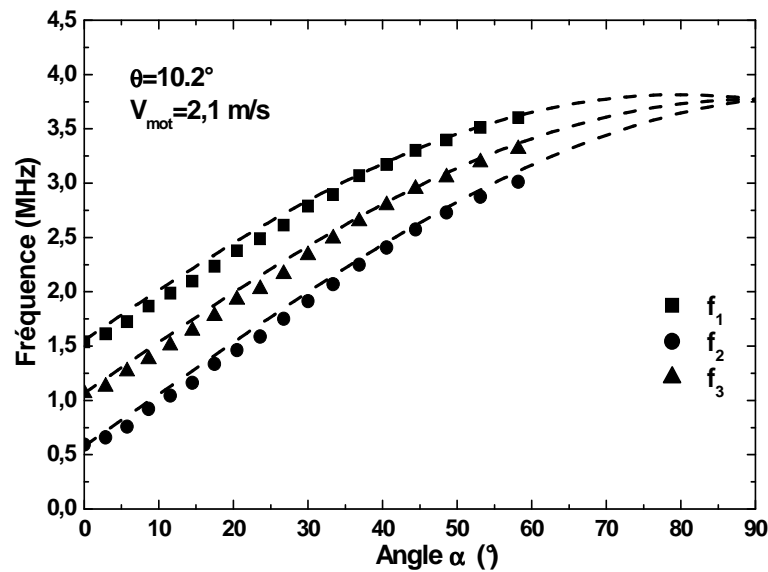


Figure II.25 : Evolution des fréquences de battement  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  en fonction de l'orientation du disque.

#### 4. Application en vibrométrie.

##### 4.1. Introduction

La technique de vibrométrie laser la plus courante est basée sur l'utilisation d'un interféromètre (Michelson ou Mach-Zehnder) éclairé par une source laser monomode. La détection cohérente est réalisée par un battement entre l'onde de référence et l'onde diffusée par la cible en mouvement. Ce battement est le plus souvent obtenu en utilisant une détection hétérodyne dans un montage équivalent à celui présenté sur la figure II.19.(b). La démodulation du signal autour de la fréquence de décalage permet de remonter à la mesure de la vibration. La technique de rétroinjection peut également être mise en œuvre pour de telles mesures. Sur des cibles faiblement coopératives, cette technique peut se révéler plus sensible que la technique de vibrométrie laser classique.

La mesure de vibrométrie par rétroinjection a été étudiée par P.A. Roos et al [Roos 1996] sur une diode laser. La perturbation observée, très éloignée des oscillations de relaxation du laser à semi-conducteur, ne bénéficie pas de la dynamique spécifique des lasers de classe B. D'autres études sur la rétroinjection sur des diodes lasers ont également été consacrées à la mesure de vibration [Giuliani 2002], [Rodrigo 2001]. P.J. Rodrigo et al. ont en particulier réalisé une configuration originale de type interféromètre de Michelson à base d'un laser à semi-conducteur pour la mesure de faibles amplitudes de vibration qui permet aussi la mesure de déplacement avec une discrimination du sens. Il est également possible d'utiliser un laser à solide pour réaliser des mesures de vibration par rétroinjection optique. K. Otsuka [Otsuka 2002] a réalisé des mesures de vibrations correspondant à un déplacement nanométrique en utilisant comme source laser un minilaser  $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$  fonctionnant à  $\lambda=1,32\mu\text{m}$ . Dans ces mesures, la fréquence optique en sortie du laser est décalée d'environ 1MHz par une paire de MAO pour réaliser une détection hétérodyne (BLU). Le signal en sortie du laser est détecté puis démodulé en utilisant un circuit de démodulation FM. Le signal obtenu est analysé par transformée de Hilbert.

#### 4.2. Principe de la mesure de vibration en détection hétérodyne.

Nous avons utilisé une technique similaire à celle décrite par K. Otsuka pour étudier le comportement d'un laser verre phosphate Yb:Er dans une mesure de vibration par rétroinjection optique. Le décalage de la fréquence optique en sortie du laser est obtenu en plaçant deux MAO en série (BLU). La cible utilisée est constituée par la membrane d'un haut-parleur sur laquelle est collée une feuille métallique pour rendre la cible plus coopérative.

Pour interpréter les résultats observés en rétroinjection optique sur une cible animée d'un mouvement de vibration, nous pouvons repartir des résultats établis au chapitre I sur un laser à solide soumis à un retour décalé en fréquence. La variation relative de la puissance optique émise par le laser peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\Delta P_s}{P_s}(\Omega_m) = 2\gamma_{\text{ext}}\gamma_E(\Omega_m)\cos(\Omega_m t - \omega_c \tau - \Omega_m \tau + \Delta\phi_E) \quad (\text{II.20})$$

avec  $\tau=2D/c$  correspondant au temps de vol entre le laser et la cible (pour un aller-retour).

La pulsation optique du laser  $\omega_c$  étant très grande devant la pulsation de décalage  $\Omega_m=2\pi\nu_m$ , l'équation précédente s'écrit alors :

$$\frac{\Delta P_s}{P_s}(\nu_m) = 2\gamma_{\text{ext}}\gamma_E(\nu_m)\cos\left(2\pi\nu_m t + \Delta\phi_E - \omega_c \frac{2D}{c}\right) \quad (\text{II.21})$$

Si la cible, placée à la distance  $D_0$  du laser, est soumise à un mouvement de vibration d'amplitude  $\Delta D$  et de fréquence  $f_v$ , on peut alors écrire que la distance  $D$  varie au cours du temps suivant :

$$D(t) = D_0 + \Delta D \cos(2\pi f_v t) \quad (\text{II.22})$$

et

$$\frac{\Delta P_s}{P_s} = 2\gamma_{\text{ext}} \cdot \gamma_E(v_m) \cdot \cos(2\pi v_m t - \Delta\phi_E' - \Delta m \cos(2\pi f_v t)) \quad (\text{II.23})$$

avec  $\Delta m = 4\pi \frac{\Delta D}{\lambda}$  qui caractérise l'amplitude de modulation appliquée.

En développant l'équation (II.23), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P_s}{P_s} = 2\gamma_{\text{ext}} \cdot \gamma_E(v_m) \cdot [\cos(2\pi v_m t - \Delta\phi_E') \cos(\Delta m \cos(2\pi f_v t)) \\ + \sin(2\pi v_m t - \Delta\phi_E') \sin(\Delta m \cos(2\pi f_v t))] \end{aligned} \quad (\text{II.24})$$

Les termes en cosinus et en sinus de l'équation (II.24) peuvent être développés au moyen des fonctions de Bessel comme suit :

$$\begin{aligned} \cos(b \cos(2\pi f_v t)) &= J_0(b) + 2J_2(b) \cos(2(2\pi f_v t)) + \dots \\ \sin(b \cos(2\pi f_v t)) &= 2J_1(b) \cos(2\pi f_v t) + \dots \end{aligned} \quad (\text{II.25})$$

D'où

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P_s}{P_s} = 2\gamma_{\text{ext}} \cdot \gamma_E(v_m) \cdot [J_0(\Delta m) \cdot \cos(2\pi v_m t - \Delta\phi_E') + J_1(\Delta m) \cdot \sin(2\pi(v_m - f_v)t - \Delta\phi_E') \\ + J_1(\Delta m) \cdot \sin(2\pi(v_m + f_v)t - \Delta\phi_E') + J_2(\Delta m) \cdot \cos(2\pi(v_m - 2f_v)t - \Delta\phi_E') \\ + J_2(\Delta m) \cdot \cos(2\pi(v_m + 2f_v)t - \Delta\phi_E')] - \dots \end{aligned} \quad (\text{II.26})$$

où  $J_i$  sont les fonctions de Bessel de 1<sup>ère</sup> espèce d'ordre  $i$  ( $i$  est un entier).

On constate donc que la réponse dynamique du laser soumis à une rétroinjection optique sur une cible subissant une vibration mécanique est constituée par une série d'harmoniques à des fréquences multiples de la fréquence de vibration de la cible. L'amplitude de ces harmoniques dépend de l'amplitude de modulation  $\Delta m$  et donc de l'amplitude de vibration  $\Delta D$ . On remarque alors dans la formule (II.26) que les différents termes ont des amplitudes proportionnelles aux fonctions de Bessel d'ordre 1, 2 ou d'ordres supérieurs.

Lorsque l'on observe le spectre RF du signal photodéecté provenant du laser rétroinjecté, une série de bandes latérales apparaît de part et d'autre du pic de battement. Les amplitudes de la fréquence centrale de battement et des bandes latérales associées valent :

- 1 composante centrée à la fréquence  $\nu_m$  :  $C_0 = 2\gamma_{\text{ext}} \cdot \gamma_E(\nu_m) \cdot J_0(\Delta m)$
- 2 composantes centrées aux fréquences  $\nu_m \pm f_v$  :  $C_1 = 2\gamma_{\text{ext}} \cdot \gamma_E(\nu_m) \cdot J_1(\Delta m)$
- 2 composantes centrées aux fréquences  $\nu_m \pm 2f_v$  :  $C_2 = 2\gamma_{\text{ext}} \cdot \gamma_E(\nu_m) \cdot J_2(\Delta m)$

où on pose  $C_0$ ,  $C_1$  et  $C_2$  les amplitudes des composantes aux fréquences  $\nu_m$ ,  $\nu_m \pm f_v$  et  $\nu_m \pm 2f_v$  respectivement proportionnelles à  $J_0$ ,  $J_1$  et  $J_2$ .

Les courbes de la figure II.26 sont tracées en fonction de la variable de modulation, c'est à dire en fonction de l'amplitude de vibration  $\Delta D$  de la cible. On constate que, pour certaines amplitudes de modulation, des composantes de fréquences peuvent disparaître. Par exemple, pour  $\Delta m = 2,406$ , soit  $\Delta D = 308$  nm (si  $\lambda = 1,535 \mu\text{m}$ ), l'amplitude à la fréquence fondamentale  $\nu_m$  s'annule. Cette courbe nous montre ainsi qu'il devient possible de déduire l'amplitude de vibration de la cible à partir du calcul des rapports  $C_1/C_0$ ,  $C_2/C_1$  et  $C_3/C_2$ .

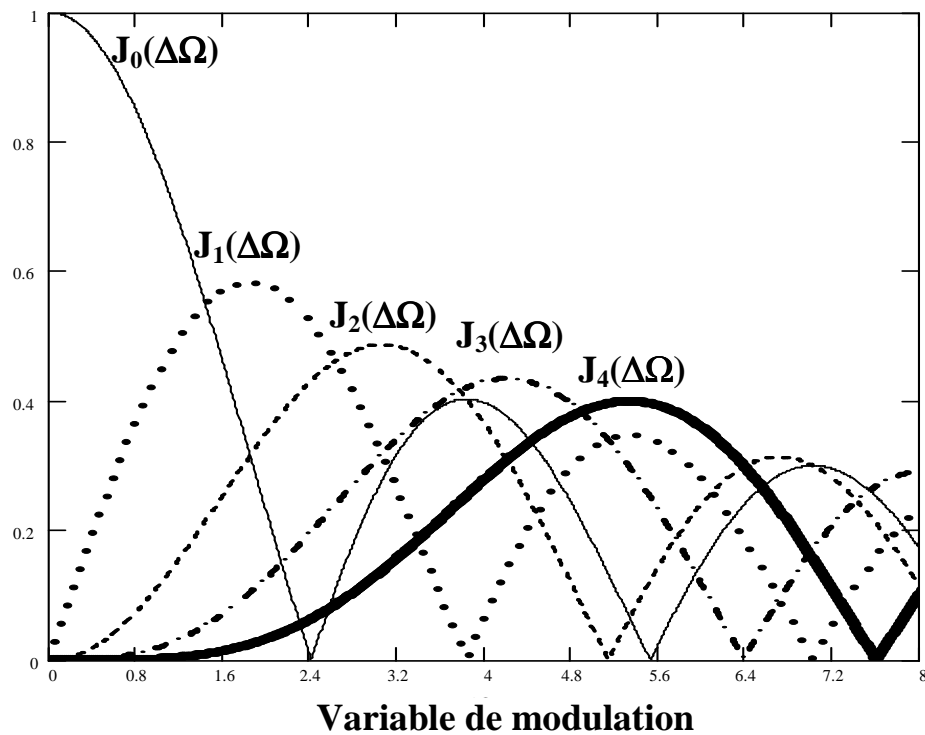


Figure II.26 : Evolution théorique des fonctions de Bessel d'ordre  $i$  en fonction de la variable de modulation  $\Delta m$ .

Si la variable de modulation appliquée  $\Delta m$  est faible ( $\Delta m \ll 1$ ), c'est à dire si l'amplitude de vibration  $\Delta D$  est très inférieure à la longueur d'onde  $\lambda$  de la source laser utilisée, on peut alors faire les mêmes hypothèses simplificatrices que celles proposées par P.A. Roos et al [Roos 1996]:

$$J_0(\Delta m) \approx 1 \text{ et } J_1(\Delta m) \approx \Delta m/2 \quad (\text{II.27})$$

Les autres composantes sont alors négligeables. Dans ce cas, seules les bandes latérales décalées de la fréquence de modulation situées de part et d'autre du pic de détection hétérodyne sont observables.

De façon générale, il est évident que l'analyse de l'amplitude des différentes composantes spectrales à  $\nu_m$ ,  $\nu_m \pm f_v$  et  $\nu_m \pm 2f_v$  etc permet de remonter à une estimation de la variable de modulation  $\Delta m$  à l'aide des tables des fonctions de Bessel données en fonction de  $\Delta m$ . A partir de la valeur  $\Delta m$  obtenue sur le spectre du signal de rétroinjection optique, il devient donc possible d'estimer l'amplitude de vibration  $\Delta D$ :

$$\Delta D = \frac{\lambda \Delta m}{4\pi} \quad (\text{II.28})$$

Nous allons maintenant illustrer les résultats expérimentaux obtenus sur un laser verre phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  utilisé pour réaliser ce type de mesure de vibration par rétroinjection.

#### 4.3. Dispositif expérimental

La figure II.27 illustre schématiquement le dispositif expérimental que nous avons mis en œuvre pour étudier la mesure de vibration par rétroinjection optique. Dans ce montage, la source laser est à nouveau le laser verre phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  dans sa version A (cf I.3.1.1 avec  $T_2=3\%$ ). Le décalage de la fréquence optique est obtenu avec une paire de MAO, comme déjà décrit dans le paragraphe 3 de ce chapitre. Comme précédemment, la perturbation dynamique de fonctionnement du laser est mesurée en prélevant une partie du faisceau émis à l'aide d'une lame séparatrice et en détectant le signal sur une photodiode InGaAs (PDA400, Thorlabs). Le signal photodétekté est envoyé sur la voie d'entrée d'un analyseur de spectre RF (HP, modèle 8591) pour caractériser les différentes composantes spectrales de part et d'autre du pic correspondant à  $\nu_m$ . La cible utilisée est constituée par la membrane vibrante d'un haut-parleur électrodynamique commandée par un générateur basse fréquence (Hameg). Une feuille d'inox est fixée sur la membrane vibrante et permet ainsi une meilleure rétrodiffusion de la lumière incidente. Le mouvement de la membrane a été étalonné à l'aide d'un interféromètre de Michelson. La fréquence de mouvement de vibration est choisie égale à 6,3 kHz et correspond à une fréquence de résonance du HP. Nous vérifions que l'amplitude de déplacement est proportionnelle à la tension appliquée à la membrane. L'étalonnage nous fournit une amplitude de vibration égale à 414 nm par Volt appliqué à la fréquence 6,3 kHz.

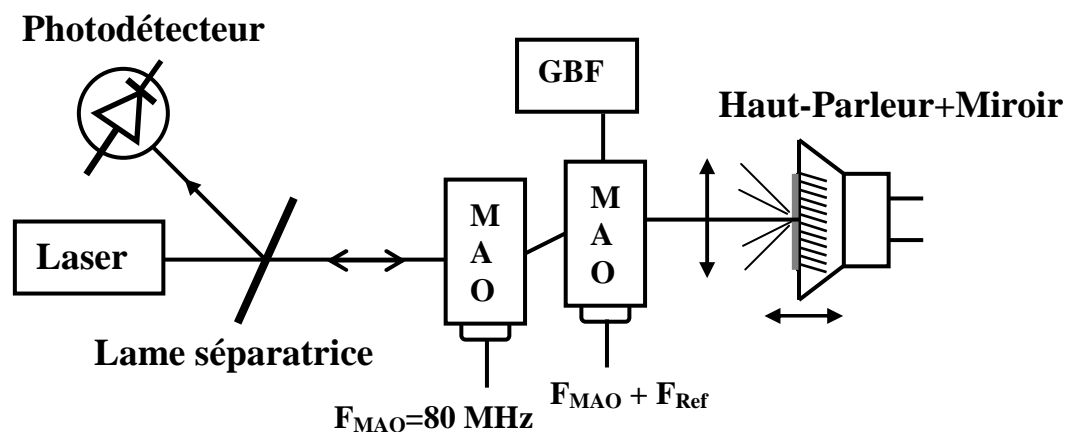


Figure II.27: Dispositif expérimental de mesure de vibration par décalage de la fréquence optique en configuration BLU .



#### 4.4. Résultats expérimentaux : réponse en fréquence et caractérisation de l'amplitude de déplacement.

La figure II.28 représente un exemple de spectre RF du signal photodéfecté lorsque le laser est diffusé sur la membrane vibrante du haut parleur.

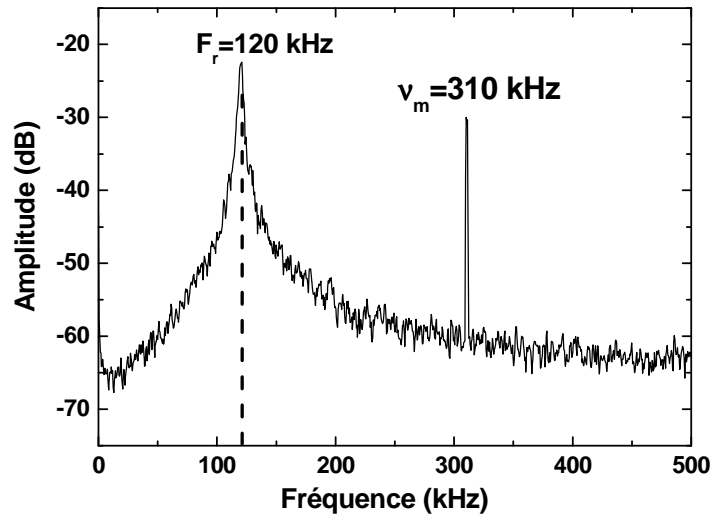


Figure II.28: Spectre RF du signal électrique détecté .

Lorsque la membrane est animée d'un mouvement de vibration, on obtient des spectres comme ceux représentés sur la figure I.29. Ces deux spectres ont été enregistrés pour deux amplitudes de modulation différentes avec  $f_v = 6,3 \text{ kHz}$ . Sur ces spectres, on observe les différents pics caractéristiques de la série d'harmoniques situés de part et d'autre du pic à  $v_m$ . Le décalage de fréquence des harmoniques par rapport au pic central permet de retrouver la fréquence de modulation  $f_v$  tandis que les amplitudes des harmoniques permettent de retrouver l'amplitude de déplacement. Pour une amplitude de modulation de la tension appliquée à la membrane vibrante ( $A_v$ ) égale à 190 mV, on voit clairement apparaître sur la figure (a), centrée sur la fréquence de décalage  $v_m$ , deux composantes situées à  $v_m \pm f_v$  (donc symétriques de part et d'autre du pic à  $v_m$ ) dont l'amplitude est proportionnelle à la fonction de Bessel d'ordre 1. Sur cette figure, les deux composantes à  $v_m \pm 2f_v$  commencent tout juste à apparaître car l'amplitude de vibration est très faible devant la longueur d'onde.

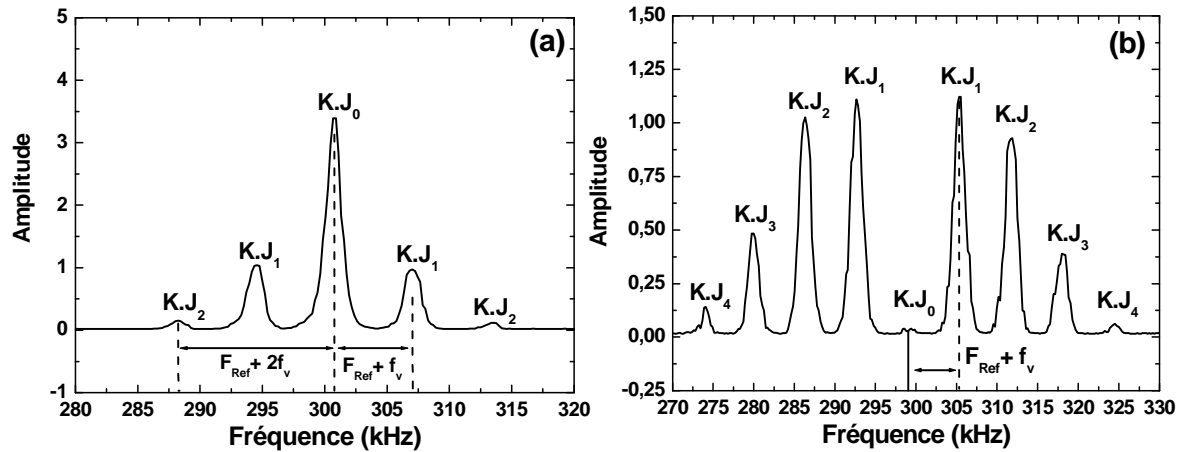


Figure II.29 : Spectres RF observés lorsque la membrane est soumise à un mouvement de vibration à la fréquence  $f_v = 6,3$  kHz : (a) Amplitude de la modulation appliquée au HP  $A_v = 190$  mV et (b)  $A_v = 776$  mV. Bande passante de l'analyseur  $BW = 1$  kHz.

Afin de déterminer l'amplitude de vibration, on peut utiliser le rapport entre les amplitudes des composantes à  $v_m$  et  $v_m \pm f_v$ . Ce rapport est égal au rapport  $J_0(\Delta m)/J_1(\Delta m)$ . Sur la figure II.29, ce rapport est déterminé égal à 3,2. A partir des tables des fonctions de Bessel, on obtient alors une valeur de variable de modulation  $\Delta m$  estimée égale à 0,597. Cette valeur permet de déterminer facilement l'amplitude de vibration de la mesure. D'après l'expression (II.28), on obtient alors  $\Delta D_{\text{exp}} = 72,7$  nm. Si on compare cette valeur estimée à partir de la mesure par rétroinjection optique avec le calibrage obtenu par la technique interférométrique, on obtient  $\Delta D_{\text{étalonnage}} = 414 \cdot A_v = 78,7$  nm. Les deux valeurs trouvées sont comparables et en bon accord, si on tient compte des limites imposées par la résolution de l'analyseur de spectre et par l'imprécision de l'étalonnage réalisé sur le déplacement de la membrane du haut-parleur en fonction de la tension appliquée. Sur la figure (b), les harmoniques 3 et 4 respectivement à  $v_m \pm 2f_v$  et  $v_m \pm 3f_v$  apparaissent et présentent des amplitudes non négligeables car l'amplitude de modulation appliquée sur le HP a augmenté et vaut  $A_v = 776$  mV. On constate également que l'amplitude de la modulation à  $v_m$  s'annule, comme le prévoit la théorie (cf figure II.26) pour un paramètre de modulation  $\Delta m$  égal à 2,405. Pour cette valeur de variable de modulation, on peut alors utiliser le rapport entre les composantes à  $v_m \pm f_v$  et  $v_m \pm 2f_v$  pour déterminer l'amplitude de vibration. Lorsque  $\Delta m = 2,405$ , on obtient

$J_1(\Delta m)/J_2(\Delta m)=1,202$  et donc un déplacement de  $\Delta D=294$  nm. L'étalonnage donne  $\Delta D_{\text{étalonnage}}=308$  nm.

Enfin, la courbe de la figure II.30 représente une comparaison des mesures effectuées par rétroinjection optique en détection hétérodyne avec le calibrage obtenu avec la mesure interférométrique classique. L'accord entre les deux mesures est satisfaisant.

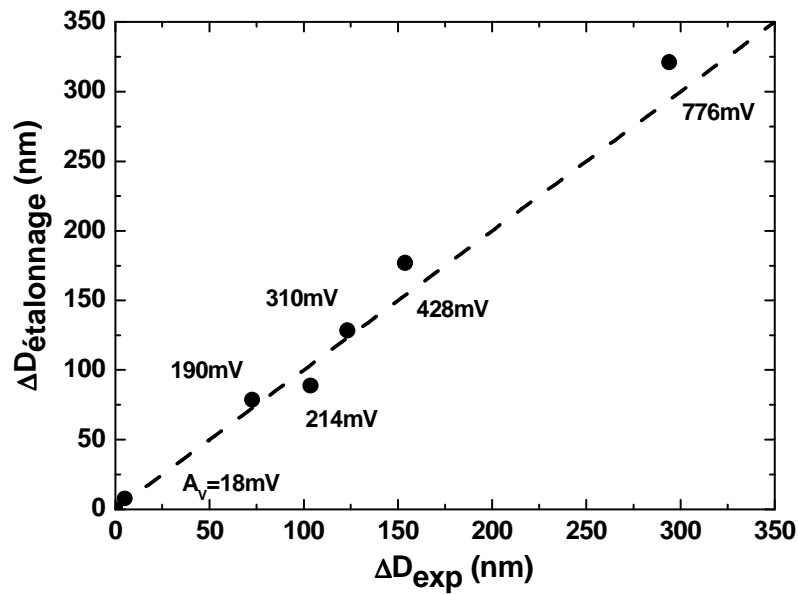


Figure II.30 : Comparaison entre les valeurs de l'amplitude de vibration estimées par pré-calibrage avec un interféromètre de Michelson  $\Delta D_{\text{étalonnage}}$  et les valeurs déterminées par l'expérience de rétroinjection optique  $\Delta D_{\text{exp}}$ .

L'amplitude de vibration minimum à appliquer sur le HP vaut  $A_{v\text{min}}=18,4$  mV pour distinguer le pic de battement autour de  $v_m \pm f_v$ . Le rapport entre les amplitudes détectées à  $v_m \pm f_v$  et  $v_m$  permet d'obtenir un déplacement minimum de  $\Delta D_{\text{exp}}=5,3$  nm ( $\Delta D_{\text{étalonnage}}=7,6$  nm). Les résultats obtenus sont équivalents à ceux obtenus par K. Otsuka [Otsuka 2002] sur le même type d'expériences.

Toutefois, le traitement de signal utilisant un analyseur de spectre RF peut parfaitement être amélioré en utilisant un circuit de démodulation FM accordé autour de  $v_m$  pour augmenter le rapport S/B. En utilisant ce type de démodulateur, K. Abe et al. ont démontré une résolution subnanométrique [Abe 2003].

#### 4.5. Restitution du son.

On peut également utiliser la technique de vibrométrie Doppler par rétroinjection optique pour analyser des modes de vibrations plus complexes qu'une simple vibration sinusoïdale. En particulier, on peut se servir de cette technique pour reproduire du son en temps réel en sondant par vibrométrie une cible mise en mouvement par la vibration acoustique que l'on cherche à détecter. Pour illustrer cela, nous avons utilisé une technique équivalente à celle déjà mise en œuvre par K. Abe et al [Abe 2003]. Le principe est identique à celui démontré pour la mesure d'une vibration sinusoïdale. La source laser utilisée est dans sa configuration version B (cf I.1.2.1, avec  $L=7,5\text{mm}$ ). Le dispositif expérimental est représenté sur la figure II.31. Pour réaliser une détection en temps réel, il est nécessaire de remplacer l'analyseur de spectre RF par un démodulateur. Dans le montage que nous avons utilisé, la démodulation se fait à l'aide d'une détection synchrone HF.

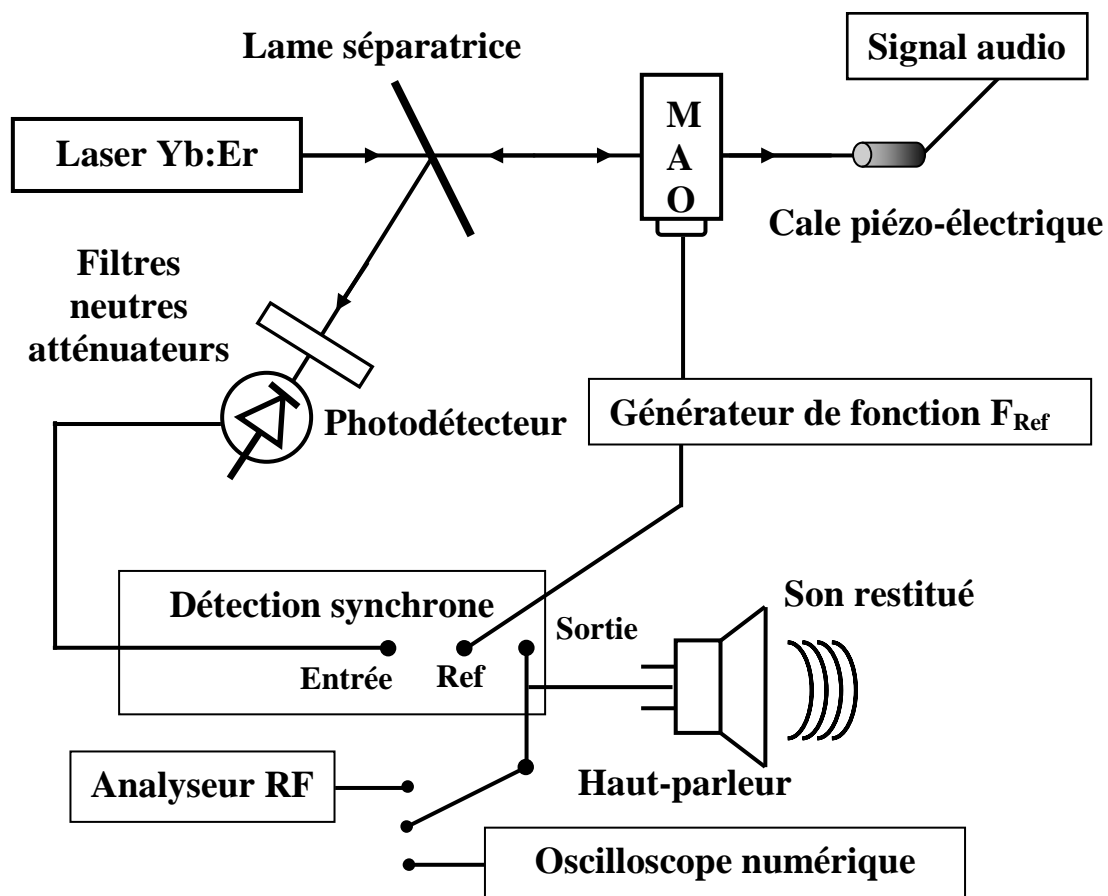


Figure II.31: Schéma du dispositif expérimental permettant de restituer du son par rétroinjection optique .

Pour réaliser une détection hétérodyne et se placer à proximité de la fréquence des oscillations de relaxation du laser, l'amplitude du signal incident est modulée en utilisant un modulateur acousto-optique (Isomet, modèle 1205C-P43). La détection est ici réalisée grâce à une expérience de bande latérale double. La cible utilisée est une cale piézoélectrique (Physik Instrument, modèle PI P-81010). Nous avons remplacé le haut-parleur électrodynamique par cette cale après avoir constaté une meilleure dynamique sur la linéarité de la cale par rapport au haut-parleur. La photoréception est assurée par une photodiode InGaAs (Thorlabs, modèle PDA400) et le signal électrique est ensuite démodulé en utilisant une détection synchrone DS haute fréquence (HF) (Princeton Applied Research, modèle 5202). Pour éviter de saturer l'entrée de la DS, une série de filtres neutres de densité optique  $DO=2$  a été ajoutée pour atténuer le faisceau lumineux devant la détection. Le signal utilisé comme référence sur la détection synchrone est fourni par le signal de modulation de l'amplitude de l'onde acoustique de commande du MAO. Le temps de réponse de la DS est ajusté pour que la modulation à basse fréquence provenant de la vibration de la cible soit conservée. Le signal de sortie de la détection synchrone est ensuite amplifié dans un amplificateur audio puis envoyé sur un haut-parleur pour comparer de façon audible le son restitué.

On peut également analyser la reproduction du son en comparant temporellement le signal audio envoyé pour commander la cale piézoélectrique et le signal restitué par démodulation du signal de rétroinjection avec un oscilloscope numérique (Tektronix, modèle TDS 2012).

Le signal utilisé pour faire vibrer la cale piézoélectrique était fourni par la sortie audio d'une radio FM. En ajustant l'amplitude du volume de sortie, il est possible de réduire l'amplitude de vibration de façon à rendre quasi inaudible le son émis par la cale piézoélectrique. Après démodulation, le son restitué en temps réel était parfaitement identifiable. En balayant la fréquence de modulation  $\nu_m$  autour des oscillations de relaxation de la source laser, on perçoit assez nettement une augmentation du signal restitué lorsque  $\nu_m$  était ajustée égale à  $F_r$  et donc une amélioration du son restitué.

## 5. Conclusion.

Dans cette partie, nous avons montré le principe d'une mesure de vélocimétrie par rétroinjection utilisant deux faisceaux qui permet d'avoir accès simultanément aux composantes transversale et longitudinale du vecteur vitesse. Cette technique combine les avantages de la vélocimétrie laser Doppler (VLD) classique et des techniques de rétroinjection sur des lasers de classe B. Elle a été validée expérimentalement sur un laser verre phosphate QX :Yb:Er monomode longitudinal. Cette technique de vélocimétrie par voie optique permet de mesurer des vitesses pour une dynamique de vitesse de  $v=0$  à 30 m/s. La mesure de  $v$  est scalaire et permet de s'affranchir de l'orientation du système de mesure par rapport à l'orientation du vecteur vitesse. Pour améliorer la méthode, nous avons montré la possibilité d'utiliser un montage utilisant des composants d'optique fibrée. Cette solution tout fibrée permet en effet de déporter la zone de mesure de la source laser utilisée mais surtout autorise un ajustement précis de l'angle de séparation entre les deux faisceaux ce qui entraîne la possibilité d'ajuster la dynamique et la résolution du capteur.

La technique de vélocimétrie par rétroinjection optique à deux faisceaux permet la détermination de l'orientation du vecteur vitesse mais ne permet pas de déterminer le sens de déplacement. Pour obtenir une information sur le sens de déplacement, il est nécessaire de réaliser une détection hétérodyne en décalant la fréquence optique du laser avant la rétroinjection dans la cavité oscillante. D'autre part, ce décalage permet de travailler à proximité des oscillations de relaxation du laser ce qui permet d'augmenter sensiblement la sensibilité de la détection par rétroinjection.

Nous avons présenté le principe physique des différentes techniques permettant de réaliser un décalage optique de la fréquence entre l'émission et la réception. La technique utilisant deux MAO est très classique pour réaliser la détection hétérodyne par rétroinjection optique sur un laser à solide et n'est que brièvement rappelée. Deux autres techniques sont ensuite envisagées. L'une correspond à la technique serrodyne. Elle utilise un modulateur EO alimenté par un signal en dent de scie. Cette méthode est envisageable sur les sources lasers fonctionnant autour de  $1,5\mu\text{m}$  en raison de la disponibilité de modulateur de phase intégré  $\text{LiNbO}_3$  monomode dans ce domaine de longueur d'onde [Bartolacci 2006]. L'autre technique est basée sur l'utilisation d'une source laser oscillant simultanément sur deux modes longitudinaux. La possibilité de réaliser ce type d'expériences sera développée dans le

chapitre IV. Dans ce chapitre, seule la technique classique à deux MAO a été mise en œuvre pour compléter les mesures de vélocimétrie à deux faisceaux.

Enfin la dernière partie de ce chapitre a été consacrée à une extension de l'utilisation de la technique pour réaliser des mesures de vibration. Après avoir évoqué le principe de ces mesures de vibrations par rétroinjection optique, nous avons illustré comment une analyse quantitative des spectres RF du signal photodéecté permet de remonter à une information sur la fréquence et sur l'amplitude de déplacement de la cible. La technique a ensuite été étendue à la restitution du son en détection hétérodyne.

Nous avons donc montré que la détection hétérodyne présente des avantages qui permettent de faire des mesures avec une grande sensibilité. Nous allons voir dans le chapitre III que la combinaison de ce type de détection avec un balayage de la fréquence optique d'un laser monomode permet de réaliser des mesures de distances absolues.

## 6. Bibliographie

- [Abe 2003] : K. Abe, K. Otsuka et J-Y Ko, *"Self-mixing laser Doppler vibrometry with high optical sensitivity: application to real-time sound reproduction"*, New Journal of Physics, **5**, 8.1-8.9, (2003).
- [Alouini 2001] : M. Alouini, *"Etude théorique et expérimentale des lasers solides  $Er^{3+}$  et  $Nd^{3+}$  : applications des lasers bi-fréquences aux télécommunications optiques et hyperfréquences"*, thèse, université Rennes I, Laboratoire d'électronique quantique-Physique des lasers, (2001).
- [Bartolacci 2006] : C. Bartolacci, *"Lasers à fibre monofréquences autour de 1,5  $\mu m$ . Application à la détection cohérente par rétroinjection optique"*, Rapport de stage, ENSICAEN, Laboratoire CIRIL, (2006).
- [Bosch 2001] : T. Bosch et N. Servagent, *"Optical feedback interferometry for sensing application"*, Opt. Eng., **40**, 20-27, (2001).
- [Day 2000] : R. Day, *"Une nouvelle technique d'imagerie laser basée sur la réinjection décalée en fréquence. Laser Optical Feedback Imaging (LOFI) "*, thèse, université Grenoble, Laboratoire de Spectrométrie Physique, (2000).
- [De Groot 1988] : P.J. De Groot, G.M. Gallatin et S.H. Macomber, *"Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode"*, Applied Optics, **27**, 4475-4480, (1988).
- [Durst 1976] : F. Durst, A. Melling, et J. H. Whitelaw, *"Principles and practice of Laser-Doppler Anemometry"*, New York: Academic, (1976).
- [Giuliani 2002] : G. Giuliani, S. Bozzi-Pietra et S. Donati, *"Self-mixing laser diode vibrometer"*, Meas. Sci. Technol., **14**, 24-32, (2002).
- [Grossard 2001] : L. Grossard, A. Desfarges-Berthelemot, B. Colombeau, V. Couderc et C. Froehly, *"Dual frequency tunable cw Nd:YAG laser"*, Optics Communications, **188**, 353-357, (2001).
- [Hugon 2003] : O. Hugon, E. Lacot et F. Stoeckel, *"Submicrometric Displacement and Vibration Measurement Using Optical Feedback in a Fiber Laser"*, Fiber and Integrated Optics, **22**, 283-288, (2003).



**[Imamura 2001]** : M. Imamura, H. Sema, I. Yoshiyasu et O. Mikami, *"Self-mixed semiconductor laser velocimeter using two beam irradiation"*, Japanese Journal of Optics (Kougaku), **30**, 748-753, (2001).

**[Kervevan 2004]** : L. Kervevan, H. Gilles, S. Girard et M. Laroche, *"Two-Dimensional Velocity Measurements With Self-Mixing Technique in Diode-Pumped Yb:Er Glass Laser"*, IEEE Photonics Technology Letters, **16**, 1709-1711, (2004).

**[Lai 2003]** : N.D. Lai, M. Brunel et F. Bretenaker, *"Two-frequency Er-Yb :glass microchip laser passively Q switched by a Co :ASL saturable absorber"*, Optics Letters, **28**, 328-330, (2003).

**[Laroche 2005]** : M. Laroche, L. Kervevan, H. Gilles, S. Girard et J.K. Sahu, *"Doppler velocimetry using self-mixing effect in a short Er:Yb-doped phosphate glass fiber laser"*, Applied Physique B, **80**, 603-607, (2005).

**[Otsuka 1994]** : K. Otsuka, *"Ultrahigh sensitivity laser Doppler velocimetry with a microchip solid-state laser"*, Applied Optics , **33** 1111-1114, (1994).

**[Otsuka 2002]** : K. Otsuka, K. Kazutaka et J-Y Ko, *"Real-time nanometer-vibration measurement with a self-mixing microchip solid-state laser"*, Optics Letters, **27**, 1339-1341, (2002).

**[Poberezhskiy 2005]** : I.Y. Poberezhskiy, B. Bortnik, J. Chou, B. Jalali et H.R. Fetterman, *"Serrodyne Frequency Translation of Continuous Optical Signals Using Ultrawide-band Electrical Sawtooth Waveforms"*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **41**, 1533-1539, (2005).

**[Rodrigo 2001]** : P.J. Rodrigo, M. Lim et C. Saloma, *"Optical-feedback semiconductor laser Michelson interferometer for displacement measurements with directional discrimination"*, Applied Optics, **40**, 506-512, (2001).

**[Roos 1996]** : P.A. Roos, M. Stephens et C.E Wieman, *"Laser vibrometer based on optical-feedback-induced frequency modulation of a single-mode laser diode"*, Applied Optics, **35**, 6754-6761, (1996).

**[Shinohara 1986]** : S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida et M. Sumi, *"Laser Doppler velocimeter using the self-mixing effect of semi-conductor laser diode"*, Applied Optics, **25**, 1417-1419 (1986).

**[Wong 1982]** : K.K Wong et R.M. De La Rue, *"Electro-optic-waveguide frequency translator in LiNbO<sub>3</sub> fabricated by proton exchange"*, Optics Letters, **7**, 546-548, (1982).





## **Chapitre III. Laser monomode avec balayage en fréquence pour la détection par rétroinjection optique.**

### 1. Introduction.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous avons présenté plusieurs milieux amplificateurs et géométries de cavités. Nous avons ensuite décrit différentes expériences de rétroinjection optique dédiées à la mesure lorsque la fréquence optique du laser était fixe. L'objet du présent chapitre est de mettre en œuvre la cavité dans sa version B dans une expérience de rétroinjection optique qui permet d'accéder à la valeur de la distance absolue entre la source d'émission laser et la cible qui diffuse la lumière.

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre I, la cavité dans sa version B présente comme caractéristique principale un miroir de sortie monté sur une cale piézo-électrique annulaire, permettant ainsi un ajustement de la longueur de la cavité. La variation de cette longueur entraîne alors une modulation de la fréquence de l'onde émise par le laser.

Les techniques optiques sont très souvent utilisées lorsqu'il s'agit d'effectuer une mesure de distance ou de déplacement. On les rencontre par exemple, sur les chaînes de montage pour le contrôle et l'automatisation des processus, dans les applications scientifiques ou militaires ou encore dans le domaine spatial. Différentes techniques sont mises en œuvre en fonction du type de mesure à effectuer. Les mesures par temps de vol ou par comparaison de phase sont par exemple utilisées pour la télémétrie supérieure à une dizaine de mètres environ, et peuvent s'étendre à plusieurs milliers de kilomètres pour les mesures spatiales. Pour les mesures de distances intermédiaires [1 $\mu$ m-1m], les techniques par triangulation optique sont les plus utilisées. Les capteurs mis en œuvre proposent le plus souvent des mesures de déplacement, mais peuvent également fournir une mesure absolue. Pour les mesures comprises dans une gamme s'étendant du micro au nanomètre, les techniques utilisant des interféromètres sont les plus répandues. On peut par exemple citer les réalisations de détecteur CSO mettant en œuvre des doubles interféromètres de Michelson en optique intégrée puis en micro-optique. Ces capteurs offrent la possibilité de mesures de déplacement dans le domaine [0-1m] avec une précision voisine de 10nm. Cependant, les techniques interférométriques de type Michelson sont souvent compliquées à fabriquer du fait des alignements difficiles à réaliser et de la

nécessité d'associer à la cible un rétro réflecteur de type coin de cube par exemple. Des mesures sur des cibles non coopératives sont toutefois possibles, mais obligent à filtrer optiquement le signal diffusé par la cible -pour éviter les effets de décohérence-. La conséquence est que l'amplitude du signal détecté est alors très faible ce qui oblige à un traitement du signal très performant en utilisant par exemple des techniques de comptage de photons. Les techniques par rétroinjection optique, également de nature interférométrique, sont une alternative aux capteurs décrits précédemment. En effet, la technique est très simple à réaliser, elle bénéficie à la fois du filtrage spatial et spectral imposé par la cavité laser. On trouve ainsi plusieurs articles, dans la littérature scientifique, faisant état de mesures de distance par rétroinjection optique. Parmi les différents lasers de classe B déjà employés pour ce type de mesure, les lasers à semi-conducteurs sont les plus utilisés pour leur simplicité d'utilisation et leur coût [Wang 1993], [Bosch 2001] et [Giuliani 2002]. Par exemple, De Groot et al [De Groot 1988] proposent une mesure absolue de la distance par rétroinjection sur une diode laser. La fréquence optique émise par la diode laser est balayée linéairement au cours du temps en appliquant une rampe de modulation de type dent de scie sur le courant injecté dans la jonction laser. La mesure de la fréquence de battement entre l'onde intracavité et l'onde rétroinjectée permet de remonter à la distance recherchée. F. Gouaux et al. [Gouaux 1998] ont réalisé des mesures de distance absolue comprises entre 50 cm et 2m avec une résolution de  $\pm 1,5$  mm en utilisant la rétroinjection optique sur une diode laser. Des expériences sur des lasers à solide ont également été menées. Par exemple, E. Lacot et al. [Day 2000][Lacot 2001][Lacot (2) 2001] effectuent des mesures de déplacement grâce au signal rétroinjecté sur un laser de type Nd:YAG et à une technique de traitement de signal basée sur le déroulement de la phase. L'approche présentée par P. Nérin et al. dans [Nérin 1998] est directement transcrite de la technique employée par De Groot et al. dans [De Groot 1988]. Dans ces expériences, la modulation de la fréquence optique est imposée par un modulateur électro-optique LiTaO<sub>3</sub> directement implanté dans une microcavité Nd:YAG.

Dans ce chapitre, nous allons utiliser le laser verre Yb:Er pour des mesures de distance absolue en rétroinjection optique [Kervevan 2006]. Le principe de la technique employée est identique à celle utilisée par De Groot et Nérin. Avant de décrire précisément ce principe de mesure puis de donner les performances obtenues et suggérer des améliorations dans le paragraphe 3, le paragraphe 2 présente différentes techniques pour moduler la fréquence optique d'un laser.

## 2. Sources lasers monomodes agiles en longueurs d'onde.

Comme nous l'avons évoqué en introduction de ce chapitre, l'une des techniques pour mesurer une distance absolue à l'aide de la rétroinjection consiste à utiliser une source laser monomode dont on balaie continûment la fréquence optique. Nous démontrerons dans le paragraphe suivant la relation entre les paramètres de modulation et la distance à mesurer. L'une des difficultés dans ce type d'applications est de rendre agile en fréquence le laser utilisé. Il est généralement nécessaire, comme nous le verrons dans la suite, de disposer d'une source continûment balayable sur plusieurs GHz, voir plusieurs dizaines de GHz sans saut de mode. Pour que la mesure puisse être effectuée avec un taux de répétition élevé, il est nécessaire que la fréquence de modulation soit comprise entre 100 Hz et 1 kHz.

Nous avons expliqué, de façon détaillée, l'intérêt d'utiliser des lasers de classe B – diode laser et laser à solide – pour la rétroinjection dans le premier chapitre. Les techniques de modulation en fréquence optique sont radicalement différentes pour ces deux catégories de laser.

Les lasers à semi-conducteurs utilisés dans les expériences de rétroinjection, sont de simples diodes Fabry-Pérot, des diodes lasers DFB ou DBR rendues monomodes longitudinales grâce au réseau de Bragg inscrit dans la structure même du milieu à gain, ou encore des diodes laser VCSEL. Dans chaque cas, la modulation sans saut de mode de la fréquence optique est assurée par une modulation du courant injecté dans la diode laser. Notons que cette modulation est d'une très grande simplicité de mise en œuvre puisqu'elle ne nécessite aucun élément extérieur supplémentaire. En ce qui concerne les diodes Fabry-Pérot et à contre-réaction répartie (DFB), le paramètre de modulation est voisin de 1 GHz/mA. Dans le cas des diodes VCSEL [Jayarama 2003] [Maute 2005], le paramètre de modulation est plus important et peut atteindre 1 THz/mA, ce qui procure à ce type de diodes des performances tout à fait remarquables dans le cadre de la mesure de distance. Il est important de souligner que la modulation du courant injecté dans la diode entraîne en premier lieu une modulation de la puissance optique émise par la diode. Cette modulation intervient comme un effet parasite qu'il faut rejeter dans le dispositif de traitement du signal. On utilise alors très souvent des filtres accordés à la fréquence de battement résultant de la rétroinjection, laquelle est différente de la fréquence de modulation du courant.

Il faut également noter que la fréquence optique d'émission des diodes peut être ajustée par contrôle de la température de la jonction PN constituant la diode. Toutefois, les effets thermiques n'autorisent pas un balayage très rapide à plusieurs centaines de Hz et ne peuvent donc être mis en œuvre dans le cadre des applications décrites dans ce chapitre. Il est intéressant de rappeler qu'il existe d'autres techniques de modulation de la fréquence optique d'une diode laser. En effet, on bénéficie des techniques avancées développées dans le domaine des télécommunications optiques pour les réseaux multiplexés en longueur d'onde (WDM). On peut par exemple citer les travaux de Mahnkopf [**Mahnkopf 2003**] : ce dernier utilise un dispositif à base de miroirs à cristaux photoniques qui permet un balayage sur 25 nm (soit 4 THz) à 1,55  $\mu\text{m}$  sur une diode laser DFB.

Toutefois, les configurations des lasers à semi-conducteurs totalement intégrées présentent, en général, une accordabilité en fréquence limitée. Afin d'augmenter cette accordabilité, une des solutions consiste à utiliser une structure en cavité externe. Le principe d'une diode en cavité externe est de rendre la longueur d'onde accordable, tout en affinant spectralement le laser, à l'aide d'un élément dispersif placé intracavité (un réseau par exemple). Cet élément joue alors le double rôle d'élément sélectif et de miroir constituant la cavité résonante.

Les deux configurations les plus répandues utilisant un réseau en cavité externe avec des lasers à semi-conducteurs sont celle de Littrow [**Zorabedian 1990**] et celle de Littman [**Harvey 1991**]. La configuration Littman par exemple a été utilisée dans des applications de spectroscopie [**Schael 2000**] et de métrologie [**Simonsen 1998**]. Une variante de la configuration Littrow consiste à remplacer le réseau classique par un réseau dit « chirpé », qui est en fait un réseau avec un pas variant continûment le long de sa surface. L'accord en longueur d'onde s'effectue ici par une simple translation du réseau.

Dans le cas des lasers à solide, il est nécessaire d'ajouter un élément supplémentaire au laser mis en œuvre pour réaliser la modulation. Compte tenu de la grande profondeur de modulation de la fréquence optique nécessaire à notre application, les éléments placés intracavité présentent souvent une efficacité supérieure à ceux placés en sortie de laser. Les solutions les moins coûteuses sont les techniques opto-mécaniques. Il s'agit ici de déplacer mécaniquement la position de l'élément sélectif en longueur d'onde placé dans la cavité, comme par exemple, une lame étalon [**Taccheo 1996**] ou un filtre de Lyot. Une autre solution, mise en œuvre dans ce travail de thèse, consiste à moduler la longueur de la cavité laser. Le mode longitudinal sélectionné et émis par le laser est relié à la longueur de la cavité

par  $L = m \frac{\lambda}{2}$ . Une modulation de la longueur de la cavité ( $L$ ) entraîne alors une modulation de la longueur d'onde émise ( $\lambda$ ). Les modulations de la longueur de la cavité ou de la position d'un élément sélectif sont le plus souvent obtenues grâce à un élément piézo-électrique commandant l'élément optique placé dans la cavité. Dans notre cas, la modulation de la longueur de cavité est assurée par une cale piézo-électrique annulaire sur laquelle a été placé le miroir de sortie de la cavité. Il faut cependant souligner que les solutions opto-mécaniques sont génératrices d'instabilités dans le comportement du laser. De ce fait, la fréquence de modulation de la cale piézo-électrique est souvent limitée à quelques dizaines de Hz pour une profondeur de modulation de la fréquence optique de 10 GHz.

Une solution plus élégante, également utilisée dans les lasers à solide, consiste à placer un élément électro-optique à l'intérieur de la cavité. Cette solution, retenue par exemple dans les travaux de Nerin [**Nerin 1998**], autorise cette fois des balayages sur des profondeurs de modulation plus importantes avec des fréquences de balayage également plus élevées. Cette technique est aujourd'hui assez répandue et parfaitement maîtrisée. Elle a été introduite initialement par Carlson et Siegman en 1968 [**Carlson 1968**] sur un laser Nd:YAG. Ces travaux avaient permis d'accorder l'émission sur 130 GHz autour de 1,06  $\mu\text{m}$ .

Bien que cette technique soit certainement plus adaptée que les méthodes opto-mécaniques, elle nécessite l'utilisation de composants électro-optiques difficiles à commander électroniquement qui nécessitent des tensions élevées. Pour cette raison, seule la solution opto-mécanique avec balayage de la longueur de cavité a été testée.



### 3. Application à la mesure de distance absolue.

#### 3.1. Principe de la mesure

Parmi les différents capteurs optiques aujourd'hui disponibles, les techniques interférométriques [Escalona 1991] [Bosch 1992] présentent souvent une résolution spatiale bien meilleure, comparée aux méthodes incohérentes comme la triangulation optique ou la mesure par temps de vol. Mais comme on l'a rappelé dans l'introduction, ces techniques interférométriques présentent des contraintes de mises en œuvre que les techniques par rétroinjection laser (dont les principales caractéristiques ont été définies dans le chapitre I) n'ont pas. En effet, ces techniques permettent de simplifier le montage optique tout en filtrant spectralement et spatialement le signal optique renvoyé par la cible diffusante.

Deux configurations peuvent être employées afin d'obtenir une mesure de distance via un retour optique sur une source laser :

- \* Lorsqu'aucun décalage en fréquence n'est introduit entre l'émission et la réception, la technique est souvent qualifiée comme étant une technique d'interférométrie laser par retour optique (LFI : Laser Feedback Interferometry) [Bearden 1993]. La mesure est obtenue à partir de la détection des variations sur le régime continu de l'onde émise par le laser (par exemple la puissance de sortie, la fréquence optique ou bien la polarisation du laser quand il est soumis à un retour optique).

- \* En introduisant un décalage en fréquence entre l'émission et la réception optique via un modulateur optique placé en sortie de la source laser, la technique est appelée détection self-hétérodyne (cf. paragraphe II.2.). La détection se fait sur une fréquence de battement qui peut être analysée en utilisant une détection synchronisée sur une référence fournie par le signal de commande appliqué sur le modulateur. On mesure alors sur la détection synchrone la différence de phase entre le signal photodéecté et le signal de référence. Cette différence est alors proportionnelle à la distance à mesurer.

Pour obtenir une mesure de distance en utilisant la rétroinjection optique sur un laser à solide, deux approches ont été proposées dans la littérature. La première approche, développée par E. Lacot et al. [Day 2000][Lacot 2001][Lacot (2) 2001] est basée sur la détection hétérodyne et la mesure du décalage de phase entre le signal de battement et la

référence appliquée sur le modulateur externe. Une mesure relative de la distance peut être obtenue en utilisant une technique de démodulation de phase. Cependant, une mesure absolue de la distance n'est pas possible avec cette méthode si ce n'est en déroulant la phase lorsque la cible se déplace. La seconde approche, proposée par P. Nerin et al [Nerin 1998], est directement adaptée des techniques de mesures de distance absolue déjà décrites avec les diodes laser. Cette technique est basée sur un balayage linéaire de la longueur d'onde en émission en utilisant un modulateur électro-optique LiTaO<sub>3</sub> implanté directement dans un micro-laser Nd:YAG. Mais, en fonction de la distance mesurée, la fréquence de battement varie entre quelques kHz et quelques MHz. Elle ne peut donc être constamment maintenue autour de la fréquence des oscillations du laser. Au contraire, puisque la fréquence de battement a tendance à augmenter lorsque la distance augmente, elle risque même de s'éloigner du pic des oscillations du laser.

Nous avons réalisé une série d'expériences combinant les deux techniques précédemment citées, afin d'obtenir une mesure absolue de distance dont le battement en fréquence sera proche de la fréquence des oscillations de relaxation.

Le principe de mesure de distance absolue développé dans ce travail de thèse reprend celui développé dans [De Groot 1988] et [Nerin 1998]. Son principe peut être compris à partir de la figure III.1. La fréquence instantanée de l'onde émise par le laser notée  $\nu_{\text{laser}}(t)$  est modulée à l'aide d'un signal de type triangulaire de fréquence  $\nu_b$ . Compte tenu du temps de vol  $\tau$  entre l'émission et le retour dans la cavité après diffusion sur la cible, la fréquence de l'onde rétroinjectée  $\nu_r(t)$  est décalée temporellement par rapport à  $\nu_{\text{laser}}(t)$ . On déduit alors, à partir des notations de la figure III.1.(b):

$$\begin{aligned} \nu_{\text{laser}}(t) &= \nu_0 \pm 2\nu_b \times \Delta\nu_{\text{opt}} \times t & \text{si } 0 \leq t \leq T_b/2 \\ \nu_r(t) &= \nu_{\text{laser}}(t - \tau) \end{aligned} \quad (\text{III.1})$$

où  $\nu_0$  est la fréquence de l'onde émise en absence de modulation,  $\Delta\nu_{\text{opt}}$  est l'amplitude du balayage,  $T_b=1/\nu_b$  est la période du balayage et  $\tau = \frac{2D}{c}$  représente le temps de vol aller-retour.

A l'instant  $t$ , on crée donc dans la cavité un battement à une fréquence  $\Delta\nu_{\text{batt}}$  telle que :

$$\Delta v_{\text{batt}} = |v_{\text{laser}}(t) - v_r(t)| = 2v_b \Delta v_{\text{opt}} \tau$$

$$\Delta v_{\text{batt}} = \frac{4v_b \Delta v_{\text{opt}} D}{c} \quad (\text{III.2})$$

En sortie du laser, il en résulte une modulation de l'intensité de l'onde émise à une fréquence  $\Delta v_{\text{batt}}$  directement proportionnelle à la distance  $D$  recherchée. La mesure de cette fréquence de battement nous donne donc accès à une mesure absolue de la distance, les paramètres  $v_m$  et  $\Delta v_{\text{opt}}$  étant connus à priori. Le spectre de bruit en amplitude de l'intensité émise par le laser présente donc théoriquement une composante en  $v = \Delta v_{\text{batt}}$  comme sur la figure III.1.(c).

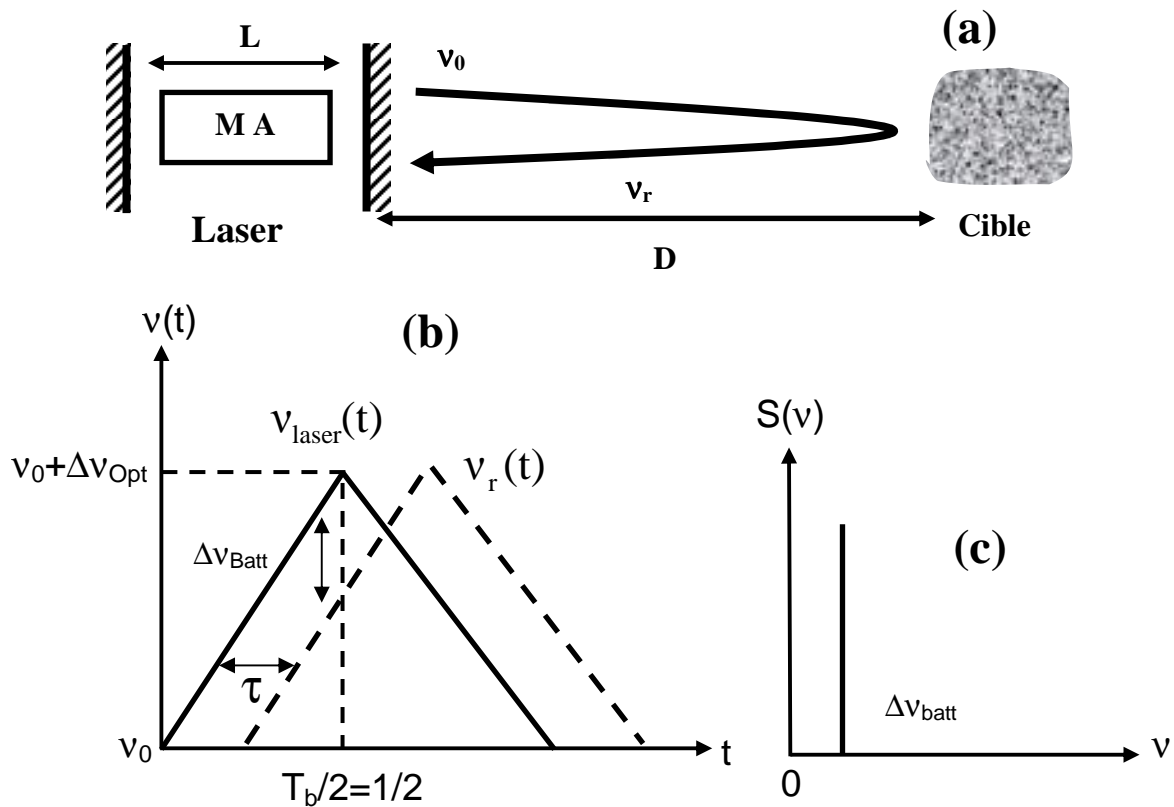


Figure III.1: a) Schéma de principe de la détection homodyne b) Evolution théorique de la fréquence optique en fonction du temps en détection homodyne et c) spectre de bruit de l'intensité émise par le laser.

Nous avons montré, au chapitre II, l'intérêt de provoquer dans le laser rétroinjecté un battement à une fréquence très proche de la fréquence des oscillations de relaxation du système. L'effet de résonance important permet alors de considérablement améliorer l'amplitude du signal de rétroinjection. Dans le cas de la mesure de distance, il est maintenant facile de donner un ordre de grandeur de la fréquence de battement à l'aide de l'expression III.2. Compte tenu des paramètres de modulation que l'on peut obtenir avec un balayage optomécanique sur le laser verre Yb:Er utilisé pour cette expérience, la fréquence de battement est voisine de quelques kHz pour une distance  $D$  de l'ordre de 1 m ( $\nu_b=100$  Hz,  $\Delta\nu_{\text{opt}}=10$  GHz). On est très loin de la fréquence des oscillations de relaxation du laser ( $F_r=200$  kHz) et on ne peut donc pas bénéficier de l'effet d'amplification attendu. Comme nous l'avons précisé précédemment (cf chapitre II et début de ce chapitre), la détection hétérodyne, qui impose un décalage de fréquence supplémentaire  $\nu_m$  fixé, permet de résoudre le problème et de toujours se ramener autour de la fréquence de résonance. La figure III.1 est modifiée en plaçant, entre le laser et la cible, un modulateur optique permettant un décalage en fréquence de l'onde rétroinjectée noté  $\nu_m$ , ce qui donne la figure III.2.(a). La fréquence optique de l'onde rétroinjectée est ainsi modifiée par rapport à l'expression III.1 et s'écrit simplement :

$$\begin{aligned}\nu_r(t) &= \nu_m + \nu_{\text{laser}}(t - \tau) \\ &= \nu_m + \nu_0 \pm 2\nu_b \Delta\nu_{\text{opt}} \cdot (t - \tau)\end{aligned}\quad (\text{III.3})$$

Il en résulte une modulation de l'intensité de l'onde émise par le laser à la fréquence  $\nu_{\text{batt}}$  avec:

$$\nu_{\text{batt}} = \nu_m \pm \frac{4\nu_b \Delta\nu_{\text{opt}} D}{c} \quad (\text{III.4})$$

$$\text{où } \Delta\nu_{\text{batt}} = \frac{4\nu_b \Delta\nu_{\text{opt}} D}{c} \quad (\text{III.5})$$

La figure III.1.(c) est également modifiée. Si on caractérise le spectre en amplitude de l'intensité émise par le laser, on observe alors deux bandes latérales décalées de  $\pm\Delta\nu_{\text{batt}}$  par rapport à la fréquence de décalage  $\nu_m$  imposée par la détection hétérodyne (III.2.(c)).

Cette fois, la fréquence de l'onde rétroinjectée est différente de l'onde émise au départ en raison de deux effets comme on peut le constater sur la figure III.2.(b) :

- le premier est imposé par le décalage fixe de la détection hétérodyne, et correspond au décalage vertical des signaux triangulaires sur la figure III.2.(b).
- le second est imposé par le balayage de la fréquence optique instantanée du laser et correspond sur la figure III.2.(b) au décalage horizontal entre les deux signaux.

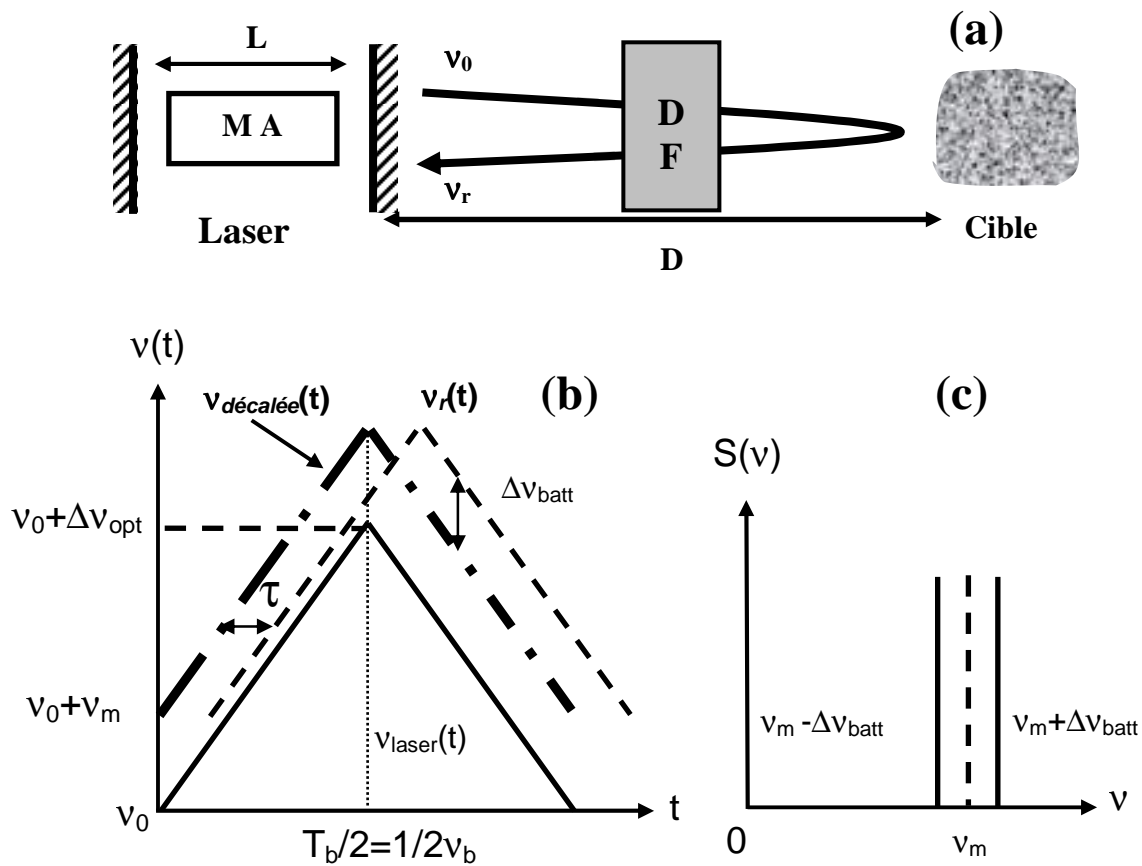


Figure III.2: a) Schéma de principe de la détection hétérodyne b) Evolution théorique de la fréquence optique en fonction du temps en détection hétérodyne: — Fréquence laser avant le dispositif de décalage; — • — Fréquence après le dispositif de décalage; ---- Fréquence réinjectée dans le laser après diffusion sur la cible et c) spectre de bruit de l'intensité émise par le laser .

En choisissant convenablement  $\nu_m$  et les paramètres de modulation  $\nu_b$  et  $\Delta\nu_{opt}$ , il est alors possible de maintenir le battement en fréquence  $\nu_m + \Delta\nu_{batt}$  proche de la fréquence des oscillations de relaxation du laser pour un grand nombre de valeurs de la distance  $D$ . Il devient alors possible d'accroître considérablement la dynamique de mesure du capteur.

Il est intéressant de souligner que les travaux antérieurs cités précédemment utilisant le principe de mesure de distance, n'ont pas été mis en œuvre avec une détection hétérodyne. En effet, dans le cas des applications avec un laser à semi-conducteur, nous avons déjà relevé que la fréquence d'oscillation de relaxation de ce type de laser est élevée et voisine de plusieurs GHz. Il est dès lors difficile de porter la fréquence de battement, imposée par la rétroinjection, à des fréquences aussi élevées. En ce qui concerne les travaux rapportés par Nérin [Nérin 1998] sur un laser à Nd:YAG, la fréquence de battement, non décalée, variait de 70 kHz à 700 kHz pour une gamme de distances comprise entre 1 et 10m et une résolution de  $\pm 5$ mm.

Dans ce cas, la détection ne pouvait profiter pleinement de l'effet d'amplification obtenu lorsque la fréquence de battement reste proche de la fréquence d'oscillation de relaxation du laser. Il en résulte alors une gamme de mesure moyenne, et une précision de mesure limitée.

Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter les résultats obtenus avec le laser verre Yb:Er utilisé en détection hétérodyne. Nous montrerons en particulier l'intérêt de travailler autour de la fréquence d'oscillation de relaxation du système laser.

### 3.2. Dispositif expérimental pour la détection par balayage de fréquence d'un laser verre phosphate dopé Yb:Er en détection self-hétérodyne.

Le dispositif expérimental utilisé pour les mesures de distance absolue par détection self-hétérodyne est présenté sur la figure III.3. La source laser est la cavité monolithique dans sa version B décrite de façon détaillée au chapitre I (cf. I.3.1.1). Dans cette cavité, on rappelle que le miroir de sortie est placé dans une cale piézo-électrique (PZT) annulaire qui assure un balayage mécanique de la longueur de la cavité. La PZT est commandée par un générateur de fonction (Hameg, modèle HM80305). On applique un signal triangulaire entraînant sur chaque demi-période un balayage linéaire de la fréquence optique émise par le laser. La fréquence  $\nu_b$  du signal de modulation, appliquée à la PZT, est limitée à 200 Hz pour éviter les instabilités sur la puissance optique émise par le laser.

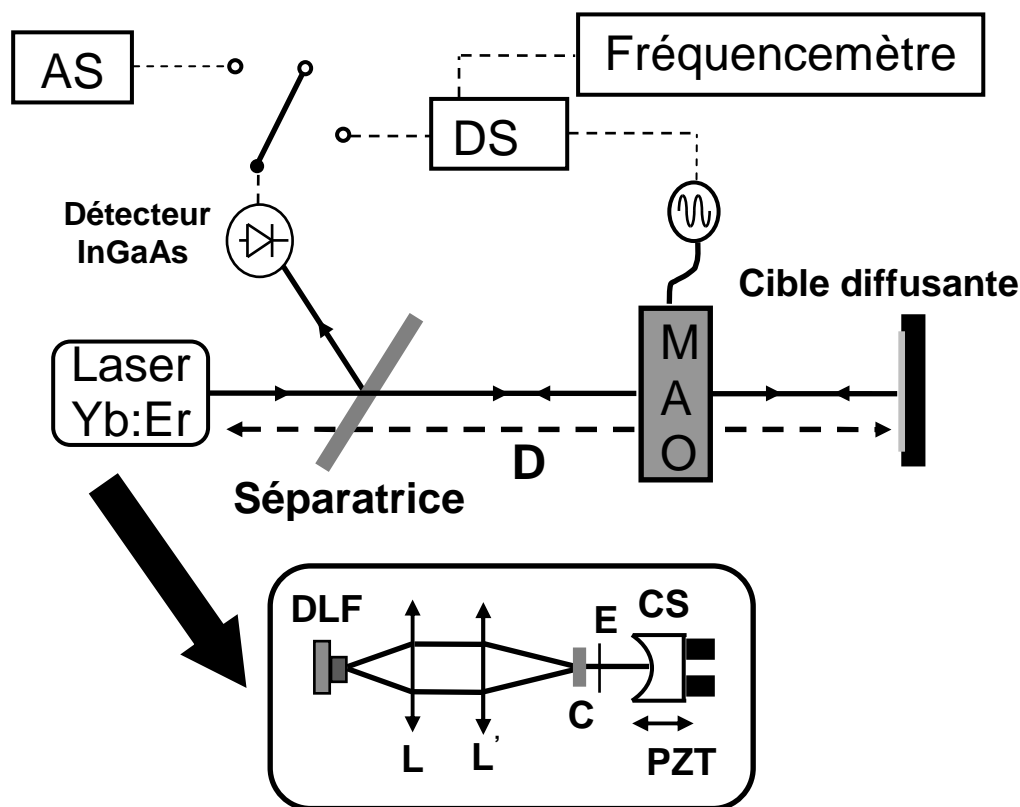


Figure III.3: Dispositif expérimental : AS, analyseur de spectre RF ; DS, détection synchrone ; DLF, diode laser fibrée ; C, verre Yb:Er ; E, étalon, CS, coupleur de sortie ; L, L', lentilles ; PZT, cale piézoélectrique.

Les fluctuations sur l'intensité émise, observées pour des fréquences  $\nu_b$  supérieures à 200 Hz, sont probablement dues à une modulation des pertes dans la cavité. Un analyseur de spectre Fabry-Pérot (FP) (Burleigh, modèle RC-46 avec un intervalle spectral libre (ISL) de 2 GHz) est utilisé pour calibrer le balayage en fréquence optique du laser qui est imposé par le signal appliqué à la cale piézo-électrique. La profondeur de modulation est mesurée égale à 1,4 GHz/V pour une longueur de cavité de 7,5 mm ce qui correspond à la variation de longueur de la cavité que l'on peut calculer à partir des caractéristiques données par le constructeur de la cale. L'analyseur de spectre permet également de contrôler que le balayage s'effectue sans saut de mode. Dans les expériences décrites dans ce chapitre, nous travaillons avec une profondeur de modulation maximale égale à 10-12 GHz, correspondant à une rampe en tension comprise entre 7 et 8,5 V.

Après collimation, le faisceau de sortie traverse une cellule de Bragg acousto-optique (MAO) (Isomet, modèle 1205C-843) nécessaire au décalage de fréquence de la détection hétérodyne. Cette cellule est utilisée en régime de modulation d'amplitude ce qui crée deux bandes latérales de part et d'autre de la porteuse optique ( $\nu_{\text{laser}}(t) \pm \nu_m$ ). L'amplitude de l'onde acoustique délivrée par le transducteur PZT peut être ajustée via le circuit de commande en utilisant un synthétiseur de fonction (Hewlett Packard, modèle 8654A). Nous choisissons la fréquence de décalage  $\nu_m$  proche de la fréquence des oscillations de relaxation du laser (typiquement  $\nu_m \approx 150\text{-}300$  kHz). La cible est placée à une distance  $D$  de la sortie du laser. Le faisceau partiellement réfléchi sur une séparatrice est ensuite détecté à l'aide d'une photodiode InGaAs (Thorlabs, modèle PDA400). Le signal en sortie du détecteur est caractérisé par un oscilloscope numérique (Tektronix, modèle 2012) et par un analyseur de spectre radiofréquence (RF) (Agilent, modèle E4402B). Pour démoduler autour de la fréquence  $\nu_m$ , le signal électrique en sortie du détecteur peut également être envoyé sur la voie d'entrée d'une détection synchrone (DS) haute fréquence (Princeton Applied Research, modèle 5202). Le signal de référence de la DS est fourni par le signal de commande du circuit de pilotage de la cellule de Bragg. Après démodulation, le signal de sortie est caractérisé par une modulation d'amplitude à basse fréquence correspondant à  $\Delta\nu_{\text{batt}}$ . En sélectionnant correctement le temps de réponse de la DS, il est alors possible de conserver le signal basse fréquence correspondant au battement en fréquence relatif sur le signal de sortie. La mesure de la fréquence de ce signal démodulé avec un fréquencemètre (HP, modèle 53131A) donne alors accès à la distance  $D$  entre le laser et la cible (cf expression III.(5)).



### 3.3. Résultats expérimentaux.

#### 3.3.1 Analyse des spectres RF.

Dans ce paragraphe nous commençons par présenter une analyse fréquentielle du signal de rétroaction. Un spectre RF typique du signal détecté en sortie du laser est représenté sur la figure III.4. Le pic de battement qui apparaît autour de  $F_r=211$  kHz correspond au pic des oscillations de relaxation du laser. La composante à la fréquence  $\nu_m = 238$  kHz est attribuable au retour optique sur la cible diffusante. Cette cible est constituée par une fine lame de métal légèrement dépolie placée à une distance  $D$  du laser ( $D=38$ cm). La composante à  $\nu_m$  disparaît si la cible n'est plus sur le chemin optique du faisceau laser.

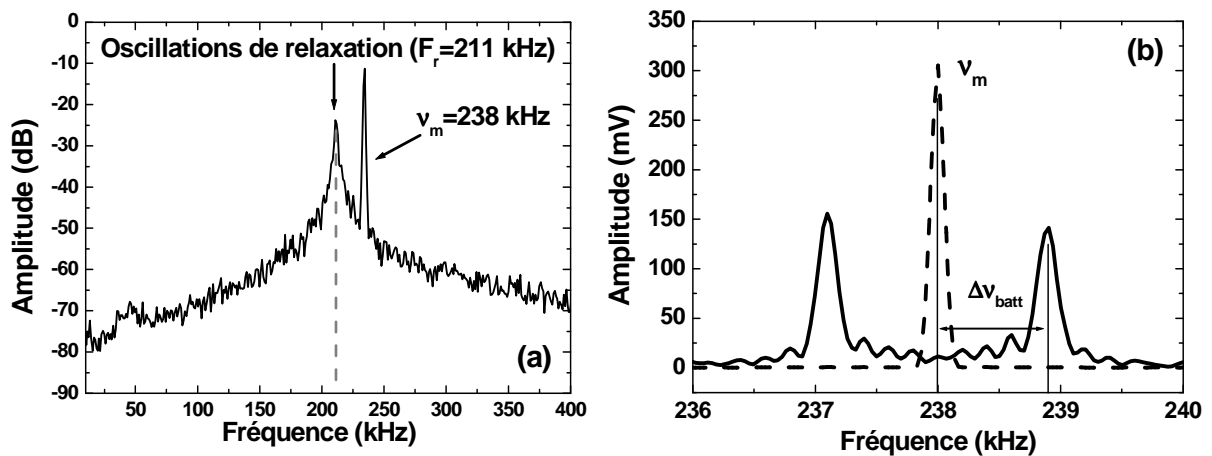


Figure III.4: (a) Spectre RF du signal électrique détecté en détection self-hétérodyne sans balayage de la fréquence optique pour  $\nu_m = 238$  kHz ; (b) Spectre RF du signal électrique détecté en détection hétérodyne: - - - sans balayage de la fréquence; — avec balayage de la fréquence pour  $D=38$  cm,  $\Delta\nu_{opt}=2.04$  GHz et  $\nu_b=100$  Hz. La bande passante et le temps de réponse de l'analyseur de spectre sont respectivement ajustés égaux à 100 Hz et 3 s .

La fréquence de cette composante correspond à la fréquence  $\nu_m$  imposée par la modulation d'amplitude appliquée par le modulateur acousto-optique. Même pour une cible faiblement coopérative, l'amplitude du signal reste supérieure à 30 dB par rapport au bruit naturel du laser. Afin de vérifier la sensibilité de notre laser à l'effet de rétroinjection optique, une série

de filtres neutres ont été insérés entre le coupleur de sortie et le MAO pour une cible placée à environ 1m du laser. En effet, la limite de la dynamique d'un système de mesure de distance par rétroinjection est directement liée à la quantité de lumière rétrodiffusée vers le laser (plus la cible s'éloigne du laser et plus la quantité de lumière diminue). Une atténuation jusqu'à -80 dB, entre l'émission et le retour optique, a pu être ajoutée (soit une densité optique de filtres neutres égale à 4) avant que le battement autour de  $\nu_m$  ne disparaisse complètement. Ce qui en théorie permettrait de mesurer des distances de quelques kilomètres si l'on considère la décroissance de l'amplitude du signal de rétroinjection comme l'inverse du carré de la distance D.

Le spectre de la figure III.4.(a) est obtenu lorsque l'émission laser est monomode longitudinale, sans balayage de sa fréquence optique. Si l'on applique une modulation triangulaire à la cale piézo-électrique, le spectre en fréquence de l'intensité laser émise fait apparaître les deux bandes latérales espérées autour de  $\nu_m$ . En ajustant le facteur d'échelle autour de cette fréquence afin de réaliser un zoom autour du pic de battement, on obtient alors le spectre représenté sur la figure III.4.(b). Le décalage  $\Delta\nu_{\text{batt}}$  dépend ainsi de la fréquence de modulation  $\nu_m$  et de la distance D entre le laser et la cible .

Lorsque la cible est progressivement déplacée le long de la trajectoire optique du faisceau laser, le spectre RF évolue, comme illustré sur la figure III.5. Les différentes courbes reportées sur cette figure ont été obtenues pour cinq valeurs de D, avec les paramètres expérimentaux suivant :  $\nu_b=100$  Hz,  $\Delta\nu_{\text{opt}}= 2,04$  GHz et  $\nu_m = 230$  kHz. La figure III.5 montre clairement que la fréquence de battement relative  $\Delta\nu_{\text{batt}}$  croît proportionnellement avec la distance D comme l'indiquait la formule (III.5). Puisque l'amplitude des pics dépend fortement de l'albédo de la cible, nous n'observons aucune tendance sur l'évolution de l'amplitude de ces pics selon la distance, car la position et l'orientation de la cible varient entre les différentes mesures. Cependant pour chaque distance D, les deux pics de part et d'autre de  $\nu_m$  semblent être caractérisés par une dissymétrie d'amplitude laquelle est systématiquement supérieure pour le pic à plus basse fréquence. Cette tendance illustre l'effet d'exaltation provenant de la dynamique spécifique des lasers à solide. En effet, dès que la fréquence de battement due à la rétroinjection optique se rapproche de la fréquence des oscillations de relaxation du laser, son amplitude augmente sensiblement.

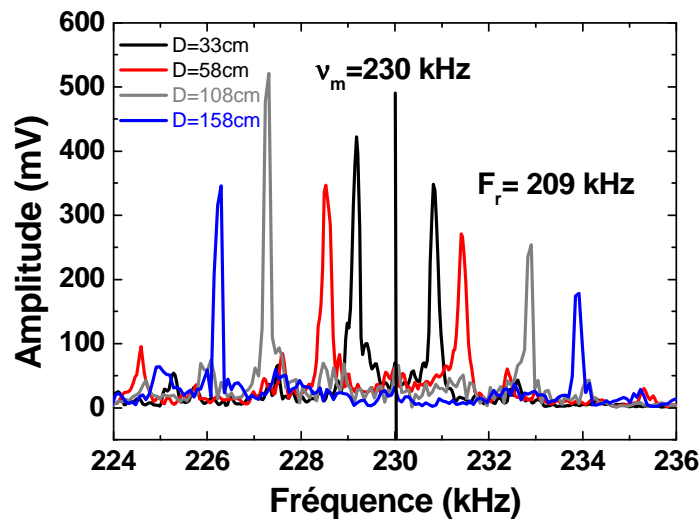


Figure III.5: Evolution du spectre RF en fonction de la distance  $D$ .

Afin de vérifier ce point, une série de mesure de l'amplitude du pic de battement a été réalisée en fonction de la fréquence de décalage  $\nu_m$ . La distance  $D$  entre le laser et la cible ainsi que la position de la cible sont restées inchangées tandis que la fréquence de décalage  $\nu_m$  est balayée autour des oscillations de relaxation du laser. Cette étude est illustrée sur la figure III.6. Elle représente l'évolution de l'amplitude relative du signal (comparé au bruit intrinsèque du laser) due à la rétroinjection en fonction de la fréquence  $\nu_m$ . Cette figure montre clairement que l'amplitude présente un maximum exactement en  $\nu_m = F_r$ .

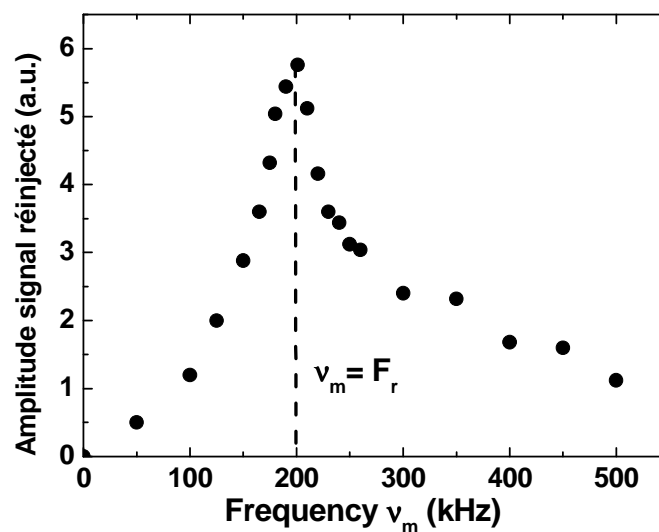


Figure III.6: Evolution de l'amplitude du signal de battement hétérodyne en fonction de la fréquence de décalage  $\nu_m$ .

### 3.3.2 Mesure de distance absolue.

Nous avons démontré, au paragraphe III.3.1, la relation entre la fréquence de battement  $\Delta\nu_{\text{batt}}$  et la distance  $D$  recherchée. Les paramètres de balayage  $\nu_b$  et  $\Delta\nu_{\text{opt}}$  étant parfaitement connus, la valeur de  $D$  est déduite de la mesure de la fréquence  $\Delta\nu_{\text{batt}}$ . Pour cela, le signal électrique issu du détecteur InGaAs est analysé par une détection synchrone référencée à la fréquence de modulation imposée par le MAO (cf II.3.2). La figure III.7.(a) illustre le signal temporel en sortie de la détection synchrone lorsque  $\nu_b=100$  Hz,  $\Delta\nu_{\text{opt}}= 1,65$  GHz et  $\nu_m = 240$  kHz pour une distance  $D$  égale à 38,5 cm. La mesure de  $D$  est déduite de la mesure de la fréquence du signal observé obtenue grâce à un fréquencemètre ( $\Delta\nu_{\text{batt}}=902$  Hz).

Afin d'illustrer la possibilité de mesurer de façon absolue la distance  $D$ , la cible est progressivement éloignée du laser jusqu'à une distance  $D$  de l'ordre de 10 m. Pour chaque point, la mesure de  $D$  obtenue à partir de la mesure de la fréquence de battement  $\Delta\nu_{\text{batt}}$  est comparée à celle obtenue avec un télémètre de référence. Le télémètre commercial que nous avons utilisé est un télémètre par déphasage LEICA (modèle DISTO<sup>TM</sup>pro<sup>4</sup>) dont la précision est annoncée à  $\pm 1,5$  mm pour la gamme de distance étudiée. Les paramètres de modulation restent inchangés par rapport à ceux de la figure III.7.(a). La figure III.7.(b) présente le très bon accord entre la mesure obtenue à partir du signal de rétroinjection et la référence. La dynamique obtenue s'étend de quelques centimètres à 10 m.

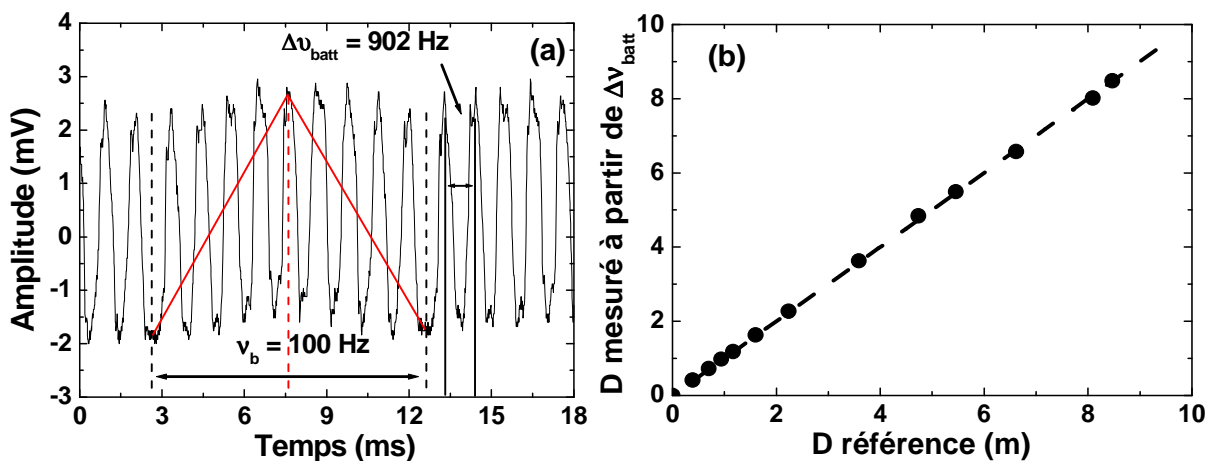


Figure III.7: (a) Signal temporel pour une cible placée à une distance  $D=38.5$  cm; (b) Comparaison entre la distance  $D$  déduite de la mesure par rétroinjection optique et une référence provenant d'un télémètre industriel.

Soulignons qu'une amélioration de la dynamique de mesure est ici expérimentalement démontrée par rapport à certains travaux antérieurs. En effet, avec les diodes laser, la portée maximale est typiquement de l'ordre de 2 m [Gouaux 1998]. De même, au sein du laboratoire, des mesures identiques à celles décrites dans le paragraphe III.3.2 ont été réalisées avec des diodes laser VCSEL et la limite de la distance  $D$  mesurée était de l'ordre de 2 m. Dans le cas des expériences présentées par P. Nérin et al [Nerin 1998] sur un minilaser Nd:YAG, la dynamique de mesure était comparable à celle de notre laser et limitée à 10 m. Par contre, compte tenu de leur dispositif expérimental, la limite inférieure était de 1 m. Cette amélioration par rapport aux diodes laser peut être expliquée par la plus grande sensibilité des lasers à solide à la rétroinjection.

La précision de la mesure a aussi été évaluée. Pour cela, on enregistre, sur une durée suffisamment longue, l'évolution de la fréquence  $\Delta\nu_{batt}$  pour une distance  $D$  fixe d'environ 48 cm. On ajuste le fréquencemètre utilisé avec une durée de la fonction porte égale à 1 s afin de moyenner la fréquence mesurée. On enregistre alors la fréquence mesurée sur un intervalle de temps de 10 mn et un échantillonnage des mesures réalisé toutes les 3,5 s, on obtient alors les résultats présentés sur la figure III.8.(a).

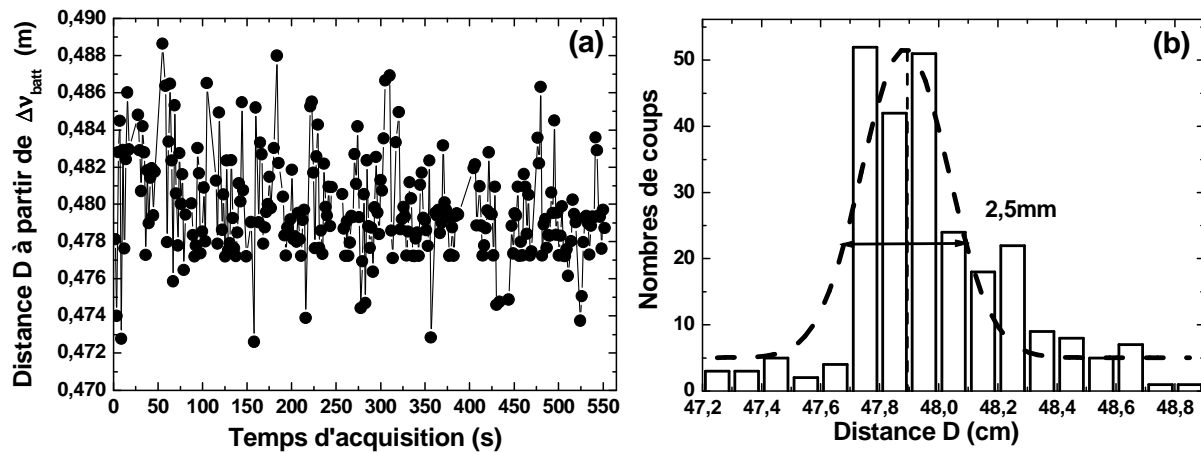


Figure III.8: (a) Evolution de la distance  $D$  définie à partir de la mesure de  $\Delta\nu_{batt}$ ; (b) Histogramme de la valeur de la distance  $D$ . Données expérimentales :  $\nu_m=220$  kHz,  $\nu_b=30,65$  Hz et  $\Delta\nu_{opt}=2,04$  GHz.

A partir de cette figure, il est alors possible de tracer un histogramme des distances  $D$  mesurées par rétroinjection, et d'en déduire la précision de la mesure. Les résultats sont présentés sur la figure III.8.(b). On peut ainsi en déduire la valeur moyenne de  $D$  égale à 47,9 cm avec une précision de mesure estimée à  $\pm 2,5$  mm en ajustant l'histogramme des valeurs de  $D$  par une gaussienne.

Bien que comparable à celle des travaux antérieurs, la précision mesurée dans cette expérience reste très médiocre. En effet, comme le montre la figure III.7.(a), seules quelques périodes de modulation (environ 4) apparaissent par rampe de modulation appliquée à la cale piézo-électrique. Dans ce cas, le traitement du signal choisi dans notre expérience n'est pas adapté à la mesure d'une fréquence d'un signal présentant si peu de périodes. Par conséquent, un meilleur traitement de signal – par exemple très similaire à celui utilisé en vélocimétrie laser Doppler dans laquelle seulement quelques périodes de modulation sont observées par bouffée de signal – pourrait être mis en œuvre pour déterminer plus précisément la fréquence contenue dans une rampe de modulation. Compte tenu des performances observées en vélocimétrie, une précision sub-millimétrique est envisageable pour la mesure de distance.

Pour augmenter le nombre de périodes dans le signal de battement afin d'améliorer la précision de la mesure, l'une des solutions est d'augmenter la fréquence de battement pour une distance  $D$  donnée. Pour cela, il est nécessaire d'augmenter soit la fréquence de modulation  $\nu_b$  de la cale piézo-électrique, soit la profondeur de modulation  $\Delta\nu_{\text{opt}}$ . Ces deux possibilités ne sont malheureusement pas envisageables avec la solution opto-mécanique retenue pour le balayage en fréquence de notre laser. En effet, pour des fréquences ou des amplitudes de modulation supérieures à celles choisies ( $\Delta\nu_{\text{opt}}$  est directement proportionnelle à l'amplitude du signal triangulaire), le laser présente de fortes instabilités rendant le signal de rétroinjection non exploitable. Par contre, il serait très intéressant d'envisager une autre solution de modulation, par exemple en insérant un modulateur électro-optique dans la cavité laser. On peut alors espérer une fréquence de répétition du balayage plus importante. Il en résulterait alors une meilleure précision sur la mesure de  $D$ .

Un moyen plus innovant pour améliorer le traitement du signal peut être envisagé en prenant en compte les différentes remarques précédentes. En effet, si l'on observe de façon attentive la figure III.7.(a), qui présente l'évolution temporelle du signal démodulé à la fréquence  $\nu_m$ , on constate des sauts de phase à chaque période du signal triangulaire de la cale piézo-électrique. En ajustant simultanément l'amplitude du signal triangulaire et la tension continue

appliquée à la PZT, il est possible d'éviter ces sauts de phase, présents à chaque rupture de pente du signal triangulaire. Dans ce cas, à l'aide d'une boucle d'asservissement appropriée, cela aboutit à une augmentation considérable du nombre de périodes du signal dont on veut mesurer la fréquence et donc à augmenter la précision de la mesure. En parallèle avec les travaux en rétroinjection optique sur un laser à solide, Y. Monfort, enseignant-chercheur dans l'équipe Instrumentation du laboratoire GREYC, a testé en collaboration avec notre équipe l'utilisation des lasers à semi-conducteurs VCSEL afin d'effectuer des mesures de distance absolue utilisant la boucle d'asservissement précédemment citée. Ces expériences avaient pour objectif principal de valider ce traitement de signal original, compte tenu de la similitude des signaux observés dans les expériences sur les diodes VCSEL avec les signaux obtenus sur le laser verre phosphate Yb:Er. Dans cette série d'expériences, la source laser utilisée était une diode laser VCSEL (Thorlabs, modèle V3-780-TO-DA). Avec ces diodes laser, le balayage de la fréquence optique peut être obtenu directement en modulant le courant électrique injecté. La modulation en fréquence optique ( $\Delta v_{\text{laser}}(t)$ ) qui en résulte est proportionnelle à la modulation du courant  $I_m(t)$  injecté:  $\Delta v_{\text{laser}}(t) = (\Delta v_{\text{opt}}/\Delta I_{\text{tot}}) \cdot I_m(t)$ . La fréquence optique d'émission instantanée du laser est alors donnée par:

$$v_{\text{laser}}(t) = v_0 + \Delta v_{\text{laser}}(t) = v_0 + \frac{\Delta v_{\text{opt}}}{\Delta I_{\text{tot}}} \cdot I_m(t) \quad (\text{III.6})$$

Par conséquent, une rampe de courant injecté dans la diode VCSEL permet un balayage linéaire de la fréquence optique émise. Ce balayage de fréquence est donc équivalent au balayage obtenu sur le laser verre phosphate Yb:Er en déplaçant le miroir de sortie. A cet effet de dérive de la fréquence optique se superpose un second effet qui correspond à une variation de la puissance optique émise par la diode laser. En présence d'une cible fixe, la fréquence de

la lumière rétrodiffusée à l'instant  $t$  peut s'écrire  $v_r(t) = v_0 + \frac{\Delta v_{\text{opt}}}{\Delta I_{\text{tot}}} \cdot I_m(t - \tau)$  où  $\tau$  est le

temps de vol des photons de la diode laser à la cible ( $\tau = \frac{2D}{c}$ ). La rétroinjection optique produit alors un battement, qui se traduit par une modulation de la puissance optique émise par la diode. Cette modulation se superpose à la rampe due à la variation en courant injecté.

La fréquence de modulation s'écrit alors :

$$\Delta v_{\text{batt}} = \frac{\Delta v_{\text{opt}}}{\Delta I_{\text{tot}}} (I_m(t) - I_m(t - \tau)) = \frac{\Delta v_{\text{opt}}}{\Delta I_{\text{tot}}} \left( \frac{dI_m}{dt} \right) \tau = \frac{\Delta v_{\text{opt}}}{\Delta I_{\text{tot}}} \left( \frac{dI_m}{dt} \right) \frac{2D}{c} \quad (\text{III.7})$$

La mesure de la fréquence  $\Delta v_{\text{batt}}$  permet donc de remonter à la distance  $D$  d'une façon totalement identique au cas du laser à solide présenté précédemment (III.5). Les diodes laser VCSEL utilisées sont caractérisées par une sensibilité de modulation  $\Delta v_{\text{opt}}/\Delta I_{\text{tot}}$  voisine de 75 GHz/mA pour un courant moyen injecté égal à 4 mA. De plus, cette modulation de fréquence présente un facteur de linéarité qui est maximal lorsque la fréquence de modulation est limitée à 100 Hz. Pour réaliser un traitement de signal à partir de la perturbation détectée sur le fonctionnement de la diode laser VCSEL, la rampe de courant triangulaire est modulée à une fréquence de 64 Hz. La rampe de montée en courant occupe 75% de la période totale du signal triangulaire tandis que le retour correspond à 25%.

La fréquence de répétition de la rampe est ajustée égale à 64 Hz dans la série d'expériences réalisées par Y. Monfort afin de fonctionner dans la zone de linéarité du balayage de fréquence. Pour une meilleure précision de la mesure, il est nécessaire que l'amplitude associée à la fréquence de battement soit maximale dans le spectre de Fourier du signal photodétecté. Pour cela, il faut ajuster la fréquence de battement observée pour qu'elle soit un multiple entier de la fréquence de balayage appliquée sur le courant injecté dans la cavité. Puisque la fréquence de battement  $\Delta v_{\text{batt}}$  dépend de la distance  $D$ , de la dérive de fréquence  $\Delta v_{\text{opt}}/\Delta I_{\text{tot}}$ , et de la pente  $(dI_m/dt)$ , on peut toujours ajuster la pente pour respecter cette condition et travailler systématiquement sur une harmonique de la fréquence de balayage. Pour ajuster cette pente, il suffit donc d'ajuster l'amplitude du courant de la rampe. La fréquence de répétition de cette rampe ayant été fixée égale à 64 Hz et la réponse de la diode VCSEL soumis à une rétroinjection étant homogène dans la gamme du kHz, le principe du traitement du signal consiste à asservir l'amplitude de la rampe pour maintenir la fréquence de battement constante autour de 4096 Hz (harmonique 64 de la fréquence de balayage). Pour cela, un ajustement automatique de l'amplitude est réalisé. La mesure de l'amplitude de cette rampe permet de remonter à la pente  $(dI_m/dt)$  et donc à la distance  $D$  d'après la formule (III.7).



Les résultats obtenus en pratique valident la technique, mais la précision sur la mesure n'est pas celle atteinte par les techniques par déphasage ou par temps de vol. L'incertitude de mesure est de plusieurs millimètres à 20 cm. La principale source d'erreurs est attribuée à la variation de la dérive de fréquence  $\Delta\nu_{\text{opt}}/\Delta I_{\text{tot}}$  de la diode laser VCSEL en fonction des différents paramètres de fonctionnement tels que la température, le courant moyen injecté ou des non linéarités dans la réponse du semi-conducteur.

Toutefois cette technique pourrait être adaptée au cas d'un laser à solide. Il faudrait alors maintenir la fréquence de battement  $\Delta\nu_{\text{batt}}$  très proche de la fréquence des oscillations de relaxation du laser quelle que soit la distance  $D$  à mesurer. Il serait dès lors intéressant de comparer ce dispositif de traitement de signal, mis en œuvre sur notre laser verre phosphate Yb:Er, au dispositif consistant à mesurer directement la fréquence du signal modulé.

#### 4. Conclusion.

Nous avons démontré dans ce chapitre la faisabilité d'un capteur optique de mesure de distance par rétroinjection optique sur un laser verre Yb:Er. La longueur d'onde émise par le laser est continûment balayée grâce à un dispositif opto-mécanique placé dans la cavité laser. Il est alors possible de balayer la fréquence optique du laser sans saut de modes sur 10 GHz environ avec un taux de répétition jusqu'à 200 Hz. Ce laser a ainsi permis de mesurer une distance absolue dans une gamme de 10 cm à 10 m avec une précision de  $\pm 2,5$  mm environ. Cette mesure a été effectuée dans le cadre d'une détection hétérodyne, de sorte à conserver une fréquence de battement voisine de la fréquence des oscillations de relaxation du laser.

Toutefois, la précision de la mesure reste assez médiocre. Nous avons noté plusieurs solutions pour améliorer les performances :

- remplacer le balayage opto-mécanique par un balayage électro-optique (EO) en plaçant un modulateur EO directement dans la cavité ;
- adapter le traitement du signal au type de signal obtenu par une boucle d'asservissement pour augmenter le nombre de périodes présentes sur une rampe de modulation.

## 5. Bibliographie

- [**Bearden 1993**] : A. Bearden, M.P. O'Neill, L.C. Osborne et T.L. Wong, "*Imaging and Vibration analysis with laser-feedback interferometry*", Optics Letters, **18**, 238-240, (1993).
- [**Bosch 1992**] : T. Bosch, M. Lescure et D. Rovinas, "*Les principes physiques de la mesure de distance par interférométrie dynamique*", J. Optics., **23**, 117-123, (1992).
- [**Bosch 2001**] : T. Bosch et N. Servagent, "*Optical feedback interferometry for sensing application*", Opt. Eng., **40**, 20-27, (2001).
- [**Carlson 1968**] : D.G. Carlson et A.E. Siegman, "*Intracavity electro-optic frequency tuning, polarization switching, and Q-switching of a Nd:YAG laser oscillator*", IEEE J. Quantum Electron., **4**, 93-98, (1968).
- [**Day 2000**] : R. Day, "*Une nouvelle technique d'imagerie laser basée sur la réinjection décalée en fréquence. Laser Optical Feedback Imaging (LOFI)*", thèse, université Grenoble, Laboratoire de Spectrométrie Physique, (2000).
- [**De Groot 1988**] : P. J. de Groot, G. M. Gallatin, et S. H. Macomber, "*Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode*", Applied Optics, **27** 4475-4480, (1988).
- [**Escalona 1991**] : R. Escalona et G. Tribillon, "Absolute distance determination by coherent detection using a frequency-modulated laser diode", J. Optics, **22**, 11-15, (1991).
- [**Giuliani 2002**] : G. Giuliani, M. Norgia, S. Donati et T. Bosch, "*Laser diode self-mixing technique for sensing applications*", J. Opt. A: Pure And Appl. Opt. , **4** S283-S294, (2002).
- [**Gouaux 1998**] : F. Gouaux, N. Servagent et T. Bosch, "*Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer*", Applied Optics , **37** 6684-6689, (1998).
- [**Harvey 1991**] : K.C. Harvey et C.J. Myatt , "*External cavity diode laser using a grazing incidence diffraction grating*", Optics Letters , **16**, 910-912, (1991).
- [**Jayaraman 2003**] : V. Jayaraman, M. Mehta, A.W. Jackson, S. Wu, Y. Okuno, J. Piprek et J.E. Bowers, "*High-Power 1320-nm Wafer-Bonded VCSELs With Tunnel Junctions*", IEEE Photonics Technology Letters , **15**, 1495-1497, (2003).
- [**Kervevan 2006**] : L. Kervevan, H. Gilles, S. Girard, M. Laroche et Y. Monfort, "*Absolute distance measurement with heterodyne optical feedback on a Yb:Er glass laser*", Applied Optics , **45**, 4084-4091, (2006).

- [**Lacot 2001**] : E. Lacot, R. Day et F. Stoeckel, "*Coherent laser detection by frequency-shifted optical feedback*", Physical Review A, **64**, 043815-1-11, (2001).
- [**Lacot (2) 2001**] : E. Lacot, R. Day, J. Pinel et F. Stoeckel, "*Laser relaxation-oscillation frequency imaging*", Physical Review A, **64**, 043815-1-11, (2001).
- [**Mahnkopf 2003**] : S. Mahnkopf, M. Kamp et A. Forchel, "*Tunable distributed feedback laser with photonic crystal mirrors*", Applied Physics Letters, **82**, 2942-2944, (2003).
- [**Maute 2005**] : M. Maute, G. Böhm et M.C. Amann, "*Long-wavelength tunable vertical-cavity surface-emitting lasers and the influence of coupled cavities*", Optics Express, **13**, 8008-8014, (2005).
- [**Nerin 1998**] : P. Nerin, P. Besety, P. Labeye, P. Puget, et G. Chartier, "*Absolute distance and velocity measurements by the FMCW technique and self-mixing interference effect inside a single-mode Nd:Yag-LiTaO<sub>3</sub> microchip laser*", J. Opt. , **29** 162-167, (1998).
- [**Schael 2000**] : F. Schael, L. Hildebrandt, R. Knispel et J. Sacher, "*Robust external cavity diode lasers (ECDL) and their applications in water vapour and saturated-absorption rubidium spectroscopy*", Tech. Digest Opt. Soc. Am. , **36**, 97-98, (2000).
- [**Simonsen 1998**] : H.R. Simonsen et A. Zarka, "*Iodine-stabilized extended-cavity diode lasers at  $\lambda=633$  nm: result of international comparison*", Metrologia , **35**, 197-202, (1998).
- [**Taccheo 1996**] : S. Taccheo, P. Laporta et O. Svelto, "*Widely tunable single-frequency erbium-ytterbium phosphate glass laser*", Appl. Phys. Lett. , **68** 2621-2623, (1996).
- [**Taccheo(2) 1996**] : S. Taccheo, P. Laporta et O. Svelto, "*Intensity noise reduction in a single-frequency ytterbium-codoped erbium laser*", Opt. Lett. , **21** 1747-1749, (1996).
- [**Wang 1993**] : W. M. Wang, W. J. O. Boyle, K.T.V. Grattan and A. W. Palmer, "*Self-Mixing interference in a diode laser: experimental observations and theoretical analysis*", Applied Optics , **32** 1551-1558, (1993).
- [**Zorabedian 1990**] : P. Zorabedian et W.R. Trutna , "*Alignment-stabilized grating-tuned external-cavity semiconductor laser*", Optics Letters , **15**, 483-485, (1990).





## **Chapitre IV.    Laser bi-fréquence verre phosphate dopé Yb:Er utilisé en rétroinjection optique.**

### 1.    Introduction.

Dans les chapitres précédents, nous avons vu l'intérêt d'une détection hétérodyne dans les techniques de mesure optique par rétroinjection sur un laser à solide de classe B. Le décalage de fréquence entre l'émission et la réception est en général obtenu en utilisant un modulateur actif externe placé en sortie du laser. Dans ce chapitre, nous allons exploiter les propriétés d'un laser bi-fréquence afin de réaliser ce décalage de fréquence dans une configuration totalement passive, c'est à dire sans faire intervenir de modulateur externe.

Un laser est dit bi-fréquence lorsque le caractère quasi isotrope du gain et des pertes de la cavité résonante permet une oscillation laser simultanée sur deux modes propres de polarisation orthogonaux. Ces deux états propres oscillent à des fréquences légèrement différentes en raison des anisotropies de phase présentes dans la cavité. L'écart en fréquence entre ces deux modes propres dépend de la biréfringence introduite dans la cavité et varie entre quelques kHz et plusieurs dizaines de GHz. En plaçant en sortie d'un tel laser un polariseur dont l'axe propre est orienté à  $45^\circ$  des deux états propres de polarisation, on obtient un mélange de ces deux états. Il en résulte un battement en intensité à une fréquence correspondant à la levée de dégénérescence entre ces deux modes propres. Les principales sources laser dans lesquelles ce type de régime de fonctionnement a été obtenu sont les lasers à gaz et les lasers à solide.

De nombreuses expériences de fonctionnement bi-fréquence ont été rapportées dans les lasers à gaz He-Ne. La levée de dégénérescence entre les deux états propres est alors attribuée à l'effet de biréfringence circulaire provoqué par l'effet Zeeman lorsque le milieu à gain est soumis à un champ magnétique externe. L'écart en fréquence est contrôlé par l'amplitude du champ magnétique appliqué. Ces lasers à effet Zeeman ont été étudiés du point de vue théorique et expérimental [Greenstein 1969][Le Floch 1971][May 1996] afin de décrire l'évolution des paramètres de fonctionnement (polarisation, intensité, fréquences associées aux deux modes propres...) en fonction des paramètres d'influence (champ magnétique). Les premiers travaux en rétroinjection optique sur un laser He-Ne Zeeman bi-fréquence ont

débuté en 1978 avec S. Donati [Donati 1978]. Plus récemment, G. Liu et al. [Liu 2004] ont étudié la compétition entre les deux états propres orthogonaux d'un laser He-Ne Zeeman résultant d'un retour optique contrôlé dans la cavité du laser. En séparant les deux modes propres orthogonaux à l'aide d'un prisme de Wollaston, ils ont pu en particulier analyser sur chaque état propre l'influence du déphasage entre l'émission et le retour optique. Lorsque les deux modes propres reviennent en phase dans la cavité, l'effet de perturbation est maximum, tandis qu'il est réduit lorsque les deux modes sont en opposition de phase.

Une autre technique permet de lever la dégénérescence entre les deux états propres d'un laser à gaz afin d'obtenir un fonctionnement bi-fréquence. Elle consiste à ajouter un élément biréfringent supplémentaire dans la cavité résonante. Cette technique a notamment été utilisée dans de multiples travaux récents sur l'étude des effets de rétroinjection optique sur des lasers He-Ne [Liu (2) 2004] [Fei 2004] [Cui 2005].

Le fonctionnement en régime bi-fréquence peut être également obtenu dans les lasers à semi-conducteurs et les lasers à solide. Pour que le laser puisse osciller simultanément sur deux modes propres de polarisation orthogonaux, il faut respecter des conditions d'isotropie de gain et de pertes. Dans les lasers à semi-conducteurs, l'isotropie de pertes ne peut être obtenue que dans des cavités de type VCSEL. Le fonctionnement en régime quasi-isotrope a fait l'objet de nombreuses études pour ce type de laser, en particulier lorsque la cavité VCSEL est soumise à un retour optique décalé en fréquence par effet Doppler sur une cible en mouvement [Porta 2002].

Dans les lasers à solide, l'isotropie de gain contraint à utiliser un milieu amplificateur isotrope tel que le YAG:Nd<sup>3+</sup>. De même en raison du caractère amorphe des verres, les milieux amplificateurs tel que le verre phosphate dopé Yb<sup>3+</sup>:Er<sup>3+</sup> se prêtent particulièrement bien à un fonctionnement en régime bi-fréquence.

Afin de lever la dégénérescence entre les deux modes orthogonaux, il est essentiel d'ajouter une anisotropie de phase contrôlée à l'intérieur de la cavité laser. Cette anisotropie peut provenir soit d'une biréfringence induite directement dans le milieu amplificateur, soit de l'insertion d'un matériau biréfringent supplémentaire (lame de phase, cristal électro-optique...).

Dans les lasers à solide, deux approches permettant de contrôler parfaitement la levée de dégénérescence entre les deux modes propres ont été principalement rapportées dans la littérature. La première technique consiste à insérer deux lames  $\lambda/4$  intracavité. Elle a été



initialement proposée par V. Evtuhov [Evtuhov 1965] pour forcer un laser à fonctionner en régime monomode longitudinal, puis a été reprise par A. Le Floch et al. [Le Floch 1973] pour obtenir un fonctionnement bi-fréquence. Avec cette méthode, l'écart en fréquence entre les deux modes propres peut être ajusté continûment en orientant convenablement les axes neutres des lames  $\lambda/4$  par rapport aux états propres de polarisation [Brunel 1997] [Lai 2003].

L'autre technique consiste à utiliser un cristal électro-optique intracavité. Par exemple, l'utilisation d'un cristal LTO ( $\text{LiTaO}_3$ ) dans un laser verre  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  a permis de lever la dégénérescence de fréquence entre les deux états propres avec un écart ajustable entre le GHz et le THz [Alouini 2001] [Brunel 2005]. Cette technique est transposable au cas d'un micro laser, en accolant le cristal électro-optique LTO au milieu amplificateur.

Dans le cadre de notre étude sur l'utilisation des lasers à solide verre  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  pour des expériences de rétroinjection optique, la possibilité de faire fonctionner ces systèmes laser simultanément sur deux modes orthogonaux en régime bi-fréquence est apparue intéressante pour réaliser une détection self-hétérodyne. L'idée générale de cette étude est de sélectionner l'un des deux états de polarisation pour éclairer la cible et de réaliser la rétroinjection optique en projetant le mode perturbé sur l'autre mode propre. En sélectionnant convenablement l'écart en fréquence entre les deux modes propres, il devient alors possible de provoquer un battement intracavité susceptible d'exciter la dynamique spécifique des lasers de classe B. L'objectif de ce chapitre est donc de décrire à la fois la mise en œuvre de ces lasers bi-fréquence et leur utilisation spécifique en régime rétroinjecté.

## 2. Mise en œuvre expérimentale et caractérisation du laser verre phosphate dopé Yb:Er en régime de fonctionnement bi-fréquence.

### 2.1. Génération d'un battement en l'absence d'élément sélectif intracavité.

Dans la première série d'expériences, le fonctionnement bi-fréquence est obtenu en l'absence de lame déphasante dans la cavité monolithique version B (cf. I.3.1.1). Lorsque l'étalon E assurant la sélection des modes longitudinaux est réglé en incidence normale, la cavité monolithique est quasi-isotrope et deux modes orthogonaux oscillent simultanément dans le laser. La levée de dégénérescence entre les deux états propres n'est due qu'à la biréfringence thermique induite par la source de pompage dans la lame de verre phosphate caractérisant le milieu amplificateur. Il en résulte un écart de fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  entre les deux états propres faible car les anisotropies de pertes dues aux effets thermiques sont très réduites. Cet écart peut être légèrement ajusté de façon discontinue, en retouchant l'orientation du faisceau de pompe, la puissance de pompage ou en ajustant la longueur de la cavité à l'aide de la cale piézo-électrique annulaire sur laquelle est collée le coupleur de sortie. Il varie typiquement entre 10 et 15 MHz.

### 2.2. Génération d'un battement de fréquence ajustable.

Pour étudier les effets de rétroinjection optique sur des lasers à solide fonctionnant en régime bi-fréquence, nous avons aussi utilisé une cavité laser spécifique contenant deux lames déphasantes  $\lambda/4$ . Les deux lames sont orientables de façon à réaliser la levée de dégénérescence en utilisant la méthode proposée par A. Le Floch et al. [**Le Floch 1973**]. La structure interne de cette cavité est décrite complètement dans le chapitre I (I.3.1.2). Elle est représentée schématiquement sur la figure IV.1.(a) ainsi que sur la photographie de la figure IV.1.(b). Nous avons explicité précédemment le fait qu'un milieu à gain tel que le verre phosphate  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  est particulièrement adapté pour réaliser un laser bi-fréquence en raison de l'isotropie intrinsèque de ce matériau amorphe.

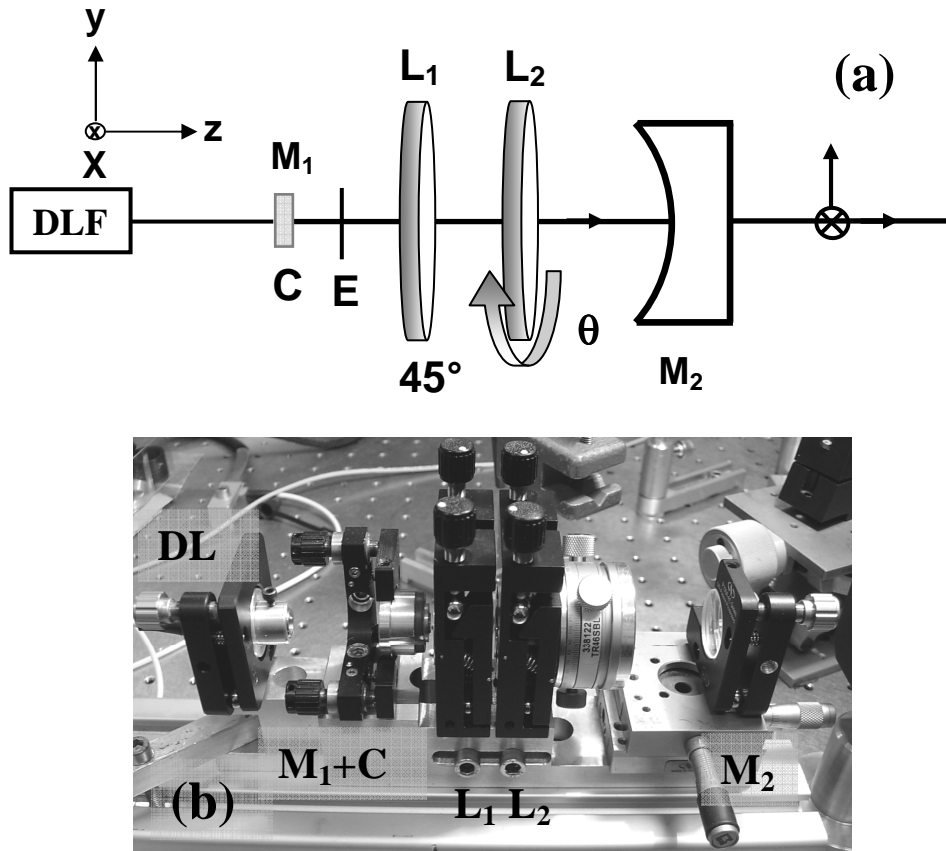


Figure IV.1. : (a) Représentation schématique du laser bi-fréquence verre phosphate dopé Yb:Er : avec DLF : Diode laser fibrée de pompe, C : Cristal, E : Lame étalon, M : Miroir et L : Lames quart d'onde et (b) Photographie du dispositif réalisé.

Ce laser est donc susceptible d'osciller simultanément sur deux états propres orthogonaux (X et Y) [Brunel 2005], dont l'orientation dépend des caractéristiques des éléments biréfringents placés dans la cavité pour provoquer la levée de dégénérescence. Afin de déterminer l'orientation de ces deux états propres de polarisation et leurs fréquences propres respectives, on peut déterminer la condition de résonance du vecteur champ électrique E après un aller-retour dans la cavité laser. En utilisant le formalisme de Jones, ces deux états propres peuvent être déterminés par la condition :

$$ME = \lambda E \quad (IV.1)$$

Où M est la matrice de Jones 2x2 pour un aller-retour dans la cavité résonante,  $E = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$  est

le vecteur de Jones du champ électrique en un point origine dans la cavité et  $\lambda$  est la valeur

propre complexe associée au vecteur propre de polarisation E. L'étude des états propres et de la dynamique d'un laser quasi-isotrope en utilisant le formalisme de Jones a déjà été réalisée [Le Floch 1984] [Bretenaker 1991] et n'est donc pas rappelée dans cette thèse. La grande longueur de la cavité utilisée (voisine de 10cm) autorise l'insertion de deux lames de phase  $\lambda/4$  d'ordre 0, comme illustré la figure IV.2. Ces lames permettent de créer un déphasage ajustable entre les polarisations X et Y. Les lignes neutres (l : axe lent et r : axe rapide) de la 1<sup>ère</sup> lame  $L_1$  sont orientées à  $45^\circ$  des axes propres de polarisation. L'axe rapide de la seconde lame  $L_2$  fait un angle  $\theta$  avec l'axe lent de la première lame  $L_1$ . Dans ce cas, on montre que la différence de fréquence entre les deux fréquences propres  $\nu_x$  et  $\nu_y$  ( $\nu_y > \nu_x$ ) s'écrit simplement [Le Floch 1973]:

$$\Delta\nu_{xy} = \nu_y - \nu_x = \frac{c}{2L} \left( \frac{2\theta}{\pi} \right) \quad (\text{IV.2})$$

Où L est la longueur totale de la cavité et  $\theta$  l'angle entre l'axe lent de  $L_1$  et l'axe rapide de  $L_2$ .

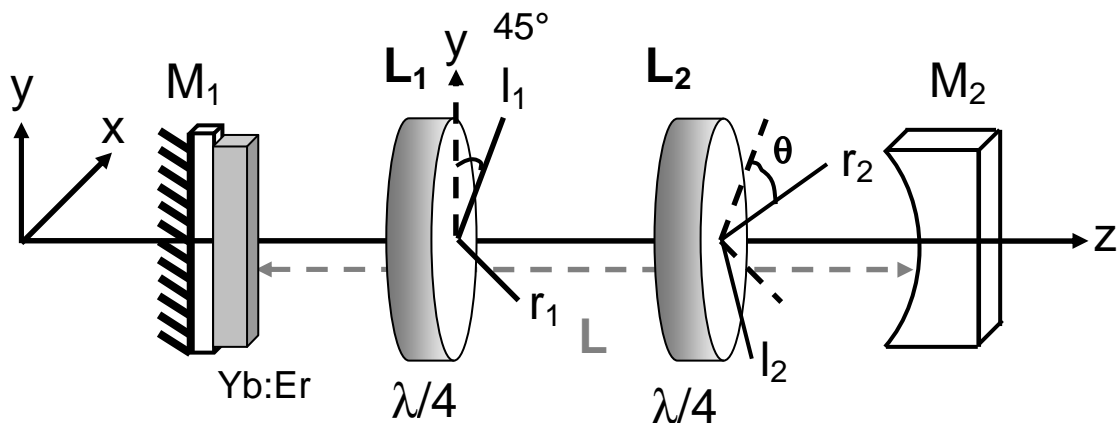


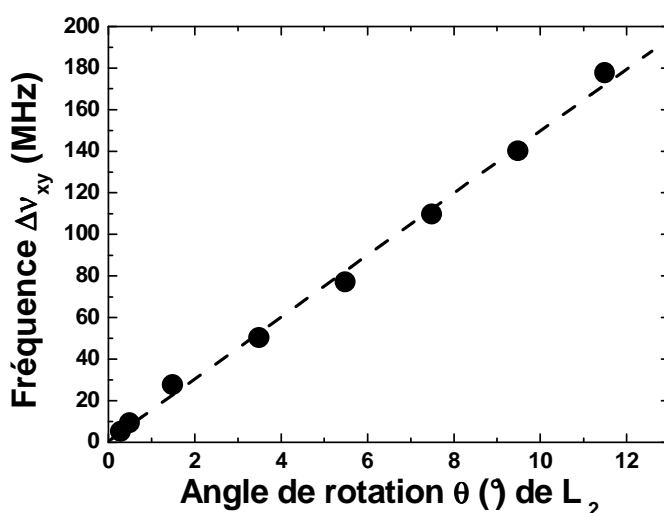
Figure IV.2 : Représentation schématique du fonctionnement bi-fréquence d'un laser avec deux lames quart d'onde intracavité.

En ajustant, par rotation d'une des deux lames par rapport à l'autre, l'angle  $\theta$ , on peut faire varier continûment cet écart de fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  entre 0 et  $c/4L$ . La longueur de la cavité que nous avons réalisée est égale à 10 cm, ce qui correspond à une plage de réglage sur l'écart en fréquence comprise entre 0 et 750 MHz.

*\* Caractérisation du battement entre les deux états de polarisation orthogonaux.*

Afin de caractériser le laser bi-fréquence verre phosphate Yb<sup>3+</sup>:Er<sup>3+</sup>, un polariseur orienté à 45° par rapport aux états propres est ajouté sur la voie de sortie du laser de façon à mélanger les deux modes propres. Le battement obtenu correspond à l'écart en fréquence  $\Delta\nu_{xy}$ . Il est détecté par une photodiode rapide (Thorlabs, modèle PDA 400). Le signal photodétecté obtenu est alors analysé sur un oscilloscope numérique (Lecroy, modèle Wavesurfer 432) ou sur un analyseur de spectre RF (Agilent, modèle E4402B). Le spectre optique émis peut également être observé par un analyseur de spectre optique confocal Fabry-Pérot (Burleigh, modèle RC-46) ayant un intervalle spectral libre (ISL) égal à 2 GHz et une résolution de 10 MHz. Dans ce cas, il faut que l'écart de fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  soit compris entre 10 MHz et 2 GHz pour réaliser la mesure.

Le signal de battement n'apparaît que lorsque le polariseur est orienté à 45° par rapport aux deux modes propres de polarisation du laser. Il disparaît complètement lorsque le polariseur ne sélectionne qu'un des deux états de polarisation orthogonaux. La figure IV.3 représente l'évolution de l'écart en fréquence  $\Delta\nu_{xy}$ , en fonction de l'angle d'orientation  $\theta$  entre les deux lames  $L_1$  et  $L_2$ . Avec notre dispositif expérimental, nous pouvons ajuster continûment l'écart en fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  de 0 à 180 MHz en variant l'angle  $\theta$  de 0 à 12°. Cet ajustement de la fréquence de battement est obtenu sans modifier l'inclinaison des lames et leur alignement.



*Figure IV.3 : Evolution de l'écart en fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  entre les deux modes propres en fonction de l'angle  $\theta$  entre les deux lames.*

La pente de la droite ajustée sur les points expérimentaux (IV.3) correspond à 15 MHz/° soit 0,86 GHz/rad ce qui équivaut, d'après la relation IV.2, à une longueur de cavité  $L$  égale à 11 cm qui est en bon accord avec la longueur physique de réglage de la cavité.

La figure IV.4.(a) illustre un exemple d'enregistrement du signal de battement observé sur l'oscilloscope numérique pour un angle  $\theta$  égal à 3,2°. Ce battement n'apparaît que si le laser est convenablement réglé et fonctionne en régime bi-fréquence. La figure IV.4.(b) représente le spectre optique obtenu en sortie de l'analyseur de mode FP. L'écart de fréquence obtenu entre les deux modes propres de polarisation orthogonaux vaut alors 47,3 MHz et coïncide parfaitement sur ces deux enregistrements (à la résolution de l'analyseur près).

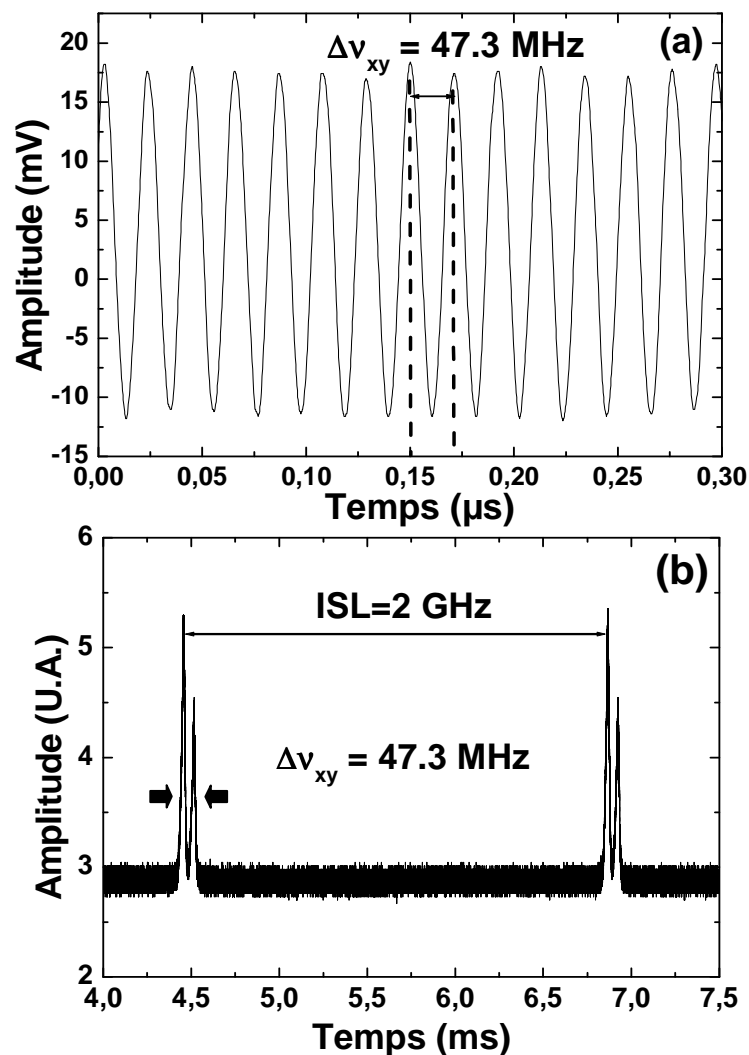


Figure IV.4 : Caractérisation du fonctionnement bi-fréquence du laser : (a) signal temporel de battement après mélange entre les deux modes (b) spectre optique.

Sur l'enregistrement du spectre optique obtenu sur la figure IV.4.(b), l'un des modes propres est caractérisé par une amplitude légèrement supérieure à l'autre mode en raison du réglage imparfait de la cavité. En effet, une légère différence de pertes, due par exemple à une lame déphasante très faiblement inclinée, entraîne une anisotropie de pertes suffisante pour maintenir une oscillation simultanée sur les deux modes orthogonaux mais avec des amplitudes légèrement différentes. Cela se traduit par une diminution du contraste sur le signal de battement de la figure IV.4.(a).

### 2.3. Stabilité de la fréquence de battement.

Aujourd'hui, les lasers bi-fréquence sont mis en œuvre dans de nombreuses expériences en optique. On peut citer par exemple les travaux de L. Morvan et al. [Morvan 2005] sur l'utilisation d'un laser bi-fréquence Nd:YAG pour la réalisation de LIDAR-RADAR. Dans ces applications, il est souvent nécessaire de posséder un écart en fréquence entre les deux modes orthogonaux extrêmement stable. Toutefois l'écart en fréquence obtenu dépend de nombreux paramètres de fonctionnement du laser (puissance de pompage, orientation du faisceau de pompe, longueur de la cavité, température de la cavité...). Par conséquent, une instabilité de l'un de ces paramètres entraîne une instabilité sur l'écart de fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  obtenu. Pour stabiliser ce battement, les techniques les plus utilisées consistent à réaliser un asservissement d'un (ou de plusieurs) paramètre(s) (simultanément), à partir d'un signal d'erreur obtenu en comparant le signal de battement observé avec un oscillateur local de référence.

Pour réaliser un asservissement sans agir sur les paramètres de fonctionnement du laser, nous avons développé une technique originale basée sur la rétroinjection décalée en fréquence qui permet d'asservir un mode en phase avec l'autre mode par une boucle de rétroaction optique. Cette stabilisation permet de s'affranchir des boucles d'asservissement précédemment citées. Il s'agit donc d'une technique d'auto-injection où l'un des deux modes subit un décalage de fréquence dans une boucle de rétroaction optique externe, pour être ensuite utilisé comme source d'injection de façon à stabiliser en fréquence l'autre mode.

Deux séries d'expériences successives ont été réalisées pour illustrer ce principe. Dans la première, on utilise la cavité version B qui est naturellement quasi-isotrope comme il a été défini au paragraphe IV.2.1. Pour caractériser la dérive en fréquence sur l'écart  $\Delta\nu_{xy}$ , nous

avons réalisé un enregistrement de la fréquence du signal de battement photodéfecté après un polariseur placé en sortie du laser. Sur la figure IV.5.(a), on constate une dérive progressive de la fréquence de battement, d'environ 100 kHz/min, vraisemblablement attribuable à des fluctuations thermiques dans cette cavité non thermostatée.

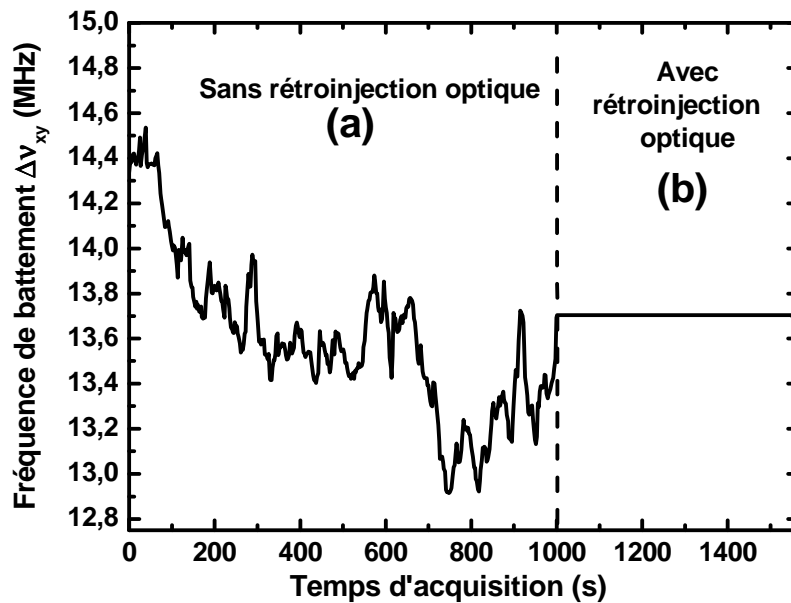


Figure IV.5: Evolution au cours du temps de la fréquence de battement entre les deux états de polarisation orthogonaux.

Afin de réaliser une boucle de rétroaction optique permettant de décaler la fréquence optique d'un des modes puis de réinjecter ce mode sur l'autre mode, le faisceau en sortie du laser est envoyé à travers une paire de modulateurs acousto-optiques (MAO) assemblés en opposition comme déjà évoqué au chapitre II. Un miroir plan est placé après le second modulateur afin de réfléchir la lumière diffractée pour la réinjecter vers le laser. Afin de mélanger les deux modes, un polariseur à 45° est ajouté devant les modulateurs AO. En ajustant convenablement les fréquences des signaux de commande des MAO de façon à obtenir un décalage en fréquence  $\nu_m$  qui soit très proche de  $\Delta\nu_{xy}$ , le battement se stabilise exactement à  $\nu_m$ . L'ajustement précis de la fréquence de décalage  $\nu_m$  est obtenu en pilotant le premier MAO à l'aide d'un générateur de signaux HF (Racal-Dana, modèle 9082) amplifié par un amplificateur HF (ENI modèle 403LA). La figure IV.5 montre bien l'évolution au cours du temps de l'écart en fréquence entre les deux modes orthogonaux  $\Delta\nu_{xy}$  en l'absence (a), puis en présence (b) de cette rétroinjection décalée en fréquence. On observe clairement un effet de



stabilisation de la fréquence de battement lorsque la rétroinjection optique couple un mode sur l'autre mode.

Afin de caractériser l'efficacité de la stabilisation obtenue et de mesurer la plage d'accrochage correspondante, la fréquence  $\nu_m$  est balayée en modifiant la fréquence du synthétiseur. Une série de paliers successifs est appliquée pour augmenter progressivement puis diminuer la fréquence  $\nu_m$  par rapport à l'écart en fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  obtenue en absence de rétroinjection. La figure IV.6.(a) illustre le fait qu'il est alors possible de piloter la fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  et d'ajuster sa valeur sur une plage d'accrochage d'environ  $\pm 500$  kHz de part et d'autre de la fréquence de battement naturelle du laser bi-fréquence. Cette plage d'accrochage dépend fortement de la quantité de lumière réinjectée dans le laser par rapport à la puissance de sortie. Dans cette expérience, la puissance du faisceau arrivant sur la paire d'acousto-optiques est égale à une dizaine de mW. Pour étudier la stabilité de cet asservissement, la fréquence de battement est mesurée avec un fréquencemètre (HP, modèle 53131 A) et enregistrée pendant un intervalle de temps de 10 mn. Chaque mesure est réalisée avec une période d'échantillonnage d'une seconde. Ces mesures sont ensuite représentées sous la forme d'un histogramme sur la figure IV.6.(b) représentant l'écart de fréquence entre  $\Delta\nu_{xy}$  et la fréquence de commande  $\nu_m$ . L'ajustement de cet histogramme par une distribution gaussienne permet d'estimer la largeur à mi-hauteur égale à 0,2 Hz.

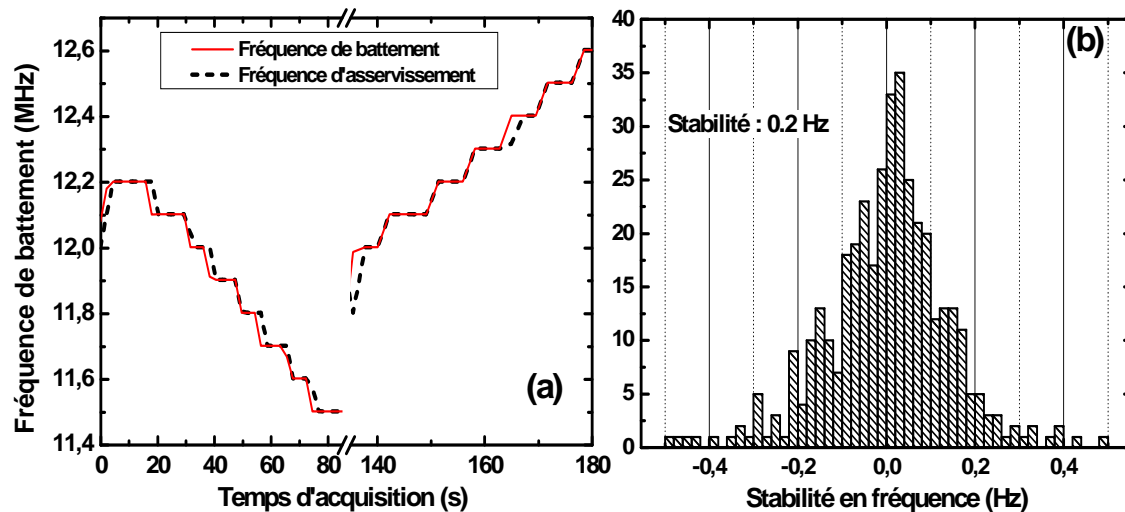


Figure IV.6 : Caractérisation de la stabilisation de l'écart en fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  : (a) plage d'accord de la fréquence de battement ; (b) stabilité en fréquence.

Dans le montage précédent, l'utilisation de deux MAO montés en opposition était nécessaire pour obtenir un décalage de fréquence de seulement 10-15 MHz compatible avec les écarts en fréquences  $\Delta\nu_{xy}$  observés sur le laser monolithique. Nous avons souhaité ensuite réaliser la même expérience à une fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  plus élevée. La seule solution dont nous disposions consistait à utiliser le décalage en fréquence généré par un seul modulateur. Pour cela, il suffit que l'écart de fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  soit ajusté à proximité du double de la fréquence du signal acoustique dans la cellule de Bragg. Les MAO utilisés étant accordés autour de 80 MHz, nous avons utilisé le décalage en fréquence obtenu sur ce modulateur en ajustant l'écart de fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  entre les deux modes autour de 160 MHz. Pour cela, une seconde série d'expériences a été réalisée sur le laser bi-fréquence décrit dans le paragraphe 2.2. L'angle d'orientation  $\theta$  est ajusté ici autour de  $11^\circ$  afin d'obtenir un écart en fréquence  $\Delta\nu_{xy}=160$  MHz. Pour limiter les effets parasites de dérive en température - qui entraînent un décrochage rapide de l'asservissement sur le battement optique -, la cavité laser a été thermostatée en plaçant l'ensemble des composants optiques (sauf la diode de pompage) dans une boîte thermalisée. La température est régulée autour de  $30^\circ\text{C}$  avec une stabilité mesurée égale à  $0,15^\circ\text{C}$ . Les dérives de l'écart en fréquence sont alors réduites à quelques 100 kHz/mn ce qui facilite l'accrochage.

Dans cette seconde configuration représentée sur la figure IV.7, le décalage de fréquence est obtenu directement par un double passage à travers une seule cellule de Bragg. Une partie du faisceau en sortie du laser est prélevée par un miroir de coefficient de réflexion de 96 % et envoyée sur un système optique constitué par un rotateur de polarisation à effet Faraday suivi d'un polariseur  $P_1$ . Ces composants permettent de basculer la polarisation de  $45^\circ$  puis de sélectionner un seul des deux modes propres à l'entrée du MAO. Par exemple, supposons que l'orientation de ce système soit ajustée de façon à ce que seule la composante à la fréquence  $\nu_x$  soit finalement transmise et pénètre effectivement dans le MAO. Le faisceau rétroinjecté dans le laser par réflexion sur le miroir M subit alors un double passage dans le MAO (cf chapitre II) et sa fréquence optique est donc égale à  $\nu_x + \nu_m$ . Le second passage à travers le système optique Faraday +  $P_1$  permet de basculer l'état de polarisation de ce faisceau de rétroinjection sur l'état de polarisation y (basculement de  $45^\circ$  au premier passage puis à nouveau de  $45^\circ$  de façon non réciproque au retour). Lorsque  $\nu_x + \nu_m$  coïncide avec  $\nu_y$ , il y a alors un phénomène d'accrochage par auto-injection et  $\nu_y - \nu_x$  se stabilise alors exactement à

$\nu_m$ . Le pilotage de  $F_{\text{Ref}} = \nu_m/2$  permet donc de contrôler l'écart de fréquence  $\nu_y - \nu_x$  entre les deux états propres orthogonaux.

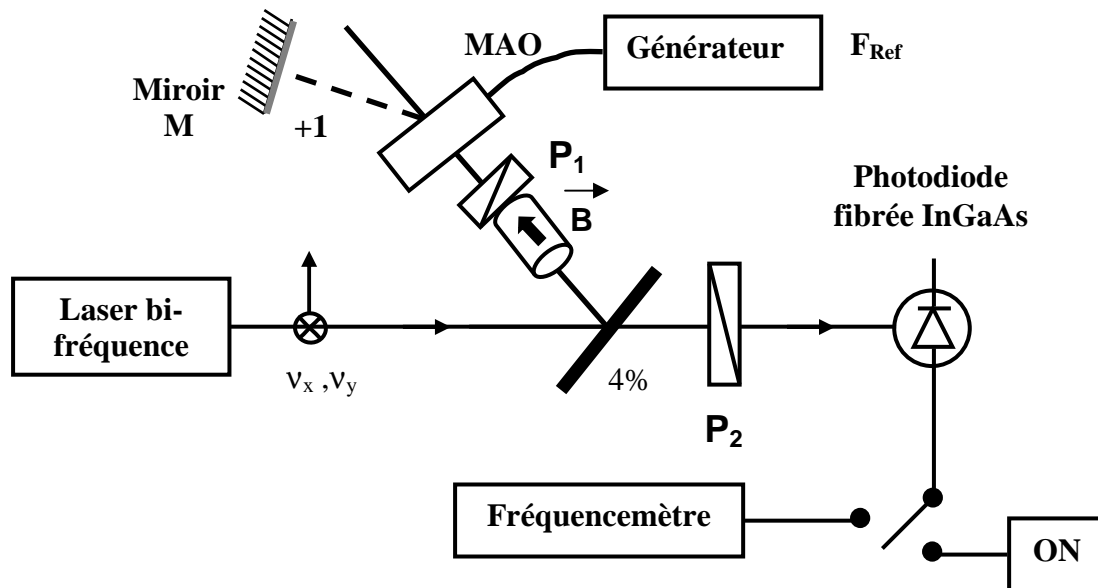


Figure IV.7 : Dispositif expérimental de stabilisation de l'écart en fréquence entre les deux modes propres du laser bi-fréquence par rétroinjection optique décalée en fréquence à l'aide d'un seul MAO.

La détection de l'écart de fréquence  $\nu_y - \nu_x$  est obtenue en mélangeant les deux états de polarisation orthogonaux grâce à un polariseur  $P_2$  orienté à  $45^\circ$  des axes propres X et Y. La détection de ces signaux de battement se fait sur un détecteur fibré InGaAs (Thorlabs, Modèle D400FC) ayant une bande passante suffisante (1 GHz) couplé à un amplificateur HF (ENI modèle 403LA). Le signal est ensuite analysé soit sur un oscilloscope numérique (Lecroy, modèle Wavesurfer 432), soit sur un fréquencemètre (HP, modèle 53131 A). La figure IV.8.(a) illustre l'asservissement sur l'écart de fréquence que l'on obtient en présence du retour optique décalé en fréquence. Dans cette expérience, la fréquence du battement détecté entre les deux modes propres est enregistrée au cours du temps, tandis que le retour optique est séquentiellement masqué puis renvoyé vers le laser.

Afin de caractériser la plage d'accrochage de ce dispositif, nous avons - comme dans l'expérience précédente - appliqué une rampe en escalier (successivement ascendante puis descendante) à la fréquence fournie par le générateur RACAL pilotant le MAO. La figure

IV.8.(b) représente l'enregistrement simultané de la fréquence de commande et de la fréquence de battement observée. La fréquence de battement détectée suit précisément les variations imposées sur la fréquence de commande avec une plage d'accrochage de quelques centaines de kHz de part et d'autre de la fréquence de battement naturelle (ajustée au cours de ces expériences à 170,4 MHz). Cette plage d'accrochage est moins importante que celle obtenue dans la première série d'expériences.

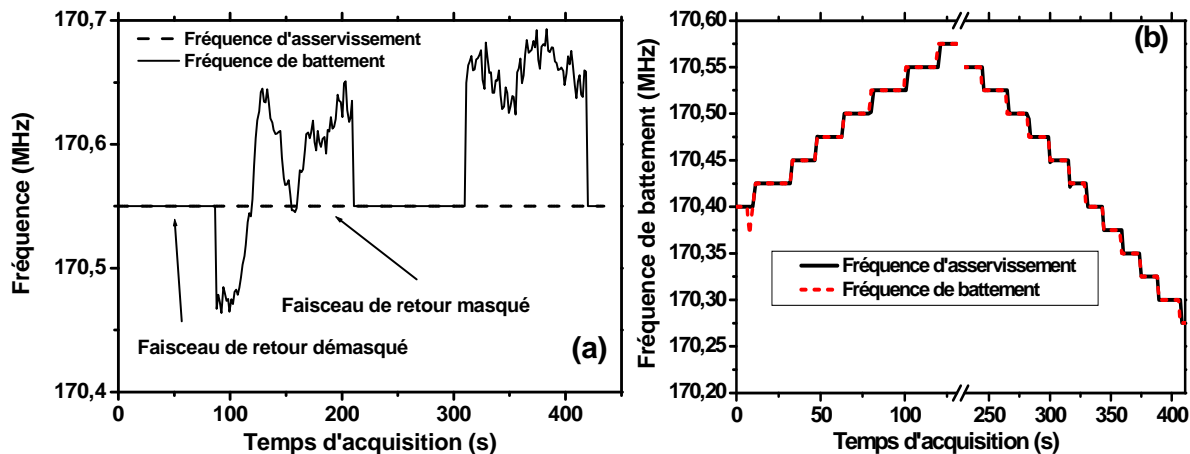


Figure IV.8 : (a) Accrochage de la fréquence de battement sur la fréquence d'asservissement (b) Plage d'accrochage sur l'écart de fréquence  $\Delta\nu_{xy}$ .

Les principales raisons de cette diminution sont d'une part la plus faible quantité de lumière réinjectée dans le laser, d'autre part les sauts de modes longitudinaux qui sont plus difficiles à éviter du fait d'une valeur d'ISL réduite (longueur de cavité plus grande -  $L=10$  cm - que dans la cavité version B -  $L=7,5$  mm -).

Pour caractériser la stabilité de l'asservissement réalisé, nous avons ensuite enregistré simultanément l'évolution de la fréquence de commande et de la fréquence de battement détecté. L'écart entre ces deux fréquences est représenté sur la figure IV.9.(a) sous la forme d'un histogramme, à partir d'un enregistrement des fréquences  $\nu_m$  et  $\Delta\nu_{xy}$  pendant une durée de 10 mn avec un intervalle d'échantillonnage de 1s entre les mesures. L'histogramme obtenu est centré de façon symétrique autour de 0 et peut être ajusté par une distribution gaussienne. La largeur de cette courbe à mi-hauteur correspond à une stabilité égale à 0,25 Hz. Pour autant, il ne faudrait pas interpréter la stabilité observée comme étant une stabilité absolue de

l'écart de fréquence  $\Delta\nu_{xy}$ . En effet, la stabilité de la fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  est ici liée à la stabilité de la fréquence de référence  $F_{Ref}$ . Dans notre expérience, le synthétiseur de fréquence RACAL présente une dérive de fréquence très lente au cours du temps estimée à 0,27 mHz/s. Elle est représentée sur la figure IV.9.(b). On retrouve cette dérive sur la fréquence  $\Delta\nu_{xy}$ ; les résultats de la figure IV.9.(a) sont corrigés de cette dérive.

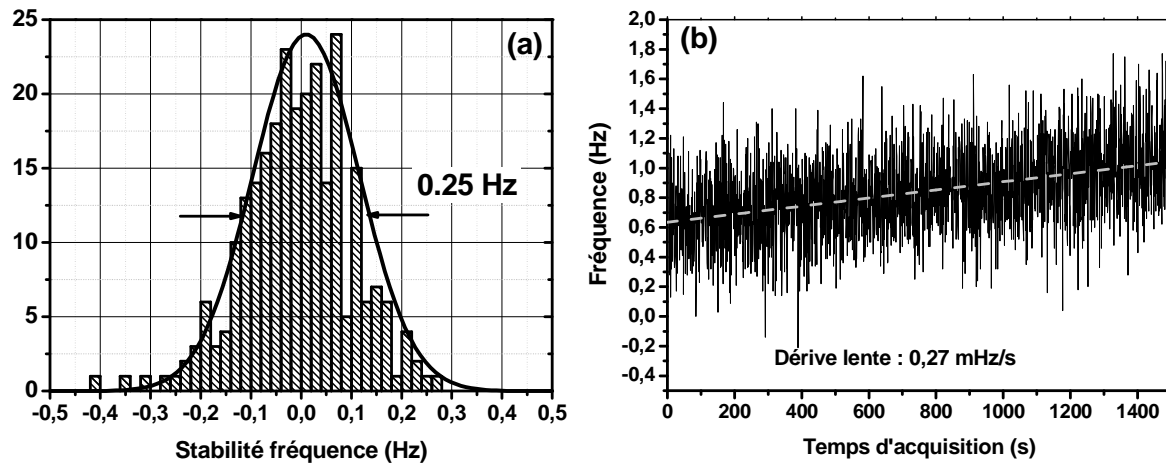


Figure IV.9 : (a) Stabilité de la fréquence (durée de l'enregistrement : 10 mn et période d'échantillonnage du fréquencemètre : 0,5 s). (b) Stabilité de la fréquence du générateur RACAL.

Ces deux études ont démontré qu'il est possible de stabiliser, avec une très bonne précision, la fréquence de battement d'un laser bi-fréquence en utilisant la rétroinjection optique. Cette stabilisation, démontrée ici à 15 MHz et 160 MHz, peut être réalisée quelle que soit la fréquence, à condition de disposer d'un système optoélectronique permettant de décaler la fréquence optique incidente d'une valeur proche de la fréquence de battement naturelle du laser. Nous avons à notre disposition des MAO qui nous ont limités sur le choix de la fréquence de décalage. Toutefois, il est possible de mettre en œuvre des modulateurs électro-optiques (Avanex modèle PowerLog FA-20) afin de décaler la fréquence optique de la source laser à des fréquences d'environ 20 GHz qui sont typiques de celles utilisées en détection LIDAR-RADAR [Morvan 2005].

#### 2.4. Corrélation du bruit entre les deux états de polarisation orthogonaux.

Afin de caractériser plus précisément le fonctionnement bi-fréquence du laser, nous avons également étudié la dynamique du bruit de ces lasers. De telles études sur des lasers de classe B émettant simultanément deux modes longitudinaux ont déjà été réalisées dans le passé [Sargent 1974]. Les équations différentielles caractérisant la dynamique du laser doivent être divisées en deux classes respectivement associées aux deux modes qui oscillent simultanément dans la cavité laser. Afin de décrire les équations, posons ( $N_x$ ,  $N_y$ ) et ( $I_x$  et  $I_y$ ) respectivement les inversions de populations et les intensités associées aux deux états propres orthogonaux suivant les axes  $x$  et  $y$ . En utilisant les mêmes notations que celles introduites par M. Brunel et al. [Brunel 2005], les équations caractérisant la dynamique du laser peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \frac{dN_{x(y)}(t)}{dt} = (W_p - \gamma_r) \frac{N_T}{2} - (W_p + \gamma_r) \times N_{x(y)}(t) - (\beta_{x(y)} I_x(t) + \theta_{xy(yx)} I_y(t)) \times N_{x(y)}(t) \\ \frac{dI_{x(y)}(t)}{dt} = -\gamma_c I_{x(y)} + \sigma c N_{x(y)} I_{x(y)} \end{cases} \quad (IV.3)$$

Où  $W_p$  est le taux de pompage pour chacun des deux modes orthogonaux,  $\gamma_r$  est le taux de relaxation du niveau émetteur de l'erbium,  $\beta_{x(y)}$  et  $\theta_{xy(yx)}$  sont respectivement les coefficients d'auto-saturation et de saturation croisée qui sont reliés à l'émission stimulée ( $B$  : coefficient d'Einstein) et  $\sigma.c$  correspond au coefficient d'émission stimulée (avec  $\sigma$  : section efficace d'émission).

En régime de fonctionnement bi-fréquence, un laser de classe B présente un bruit d'intensité dominé par deux types d'oscillations de relaxation :

- La première est directement liée à la relaxation spécifique des lasers de classe B, où le faible amortissement spontané par rapport à l'amortissement dans la cavité ( $\gamma_r \ll \gamma_c$ ) aboutit à des oscillations dans un domaine de fréquence compris entre 100 kHz et quelques MHz pour les lasers à solide que nous avons étudiés. Nous notons la fréquence propre de ces oscillations de relaxation  $F_r$  comme précédemment. Ces oscillations sont en phase sur  $I_x$  et  $I_y$  (donc sur  $N_x$  et  $N_y$ ).
- La seconde oscillation de relaxation provient du couplage entre les deux modes qui s'échangent de l'énergie par l'intermédiaire du terme de saturation croisée. Comme

dans n'importe quel système constitué de deux oscillateurs couplés, il en résulte une oscillation basse fréquence qui affecte en opposition de phase  $I_x$  et  $I_y$  (donc  $N_x$  et  $N_y$ ). La fréquence propre de ces oscillations sera notée  $F_r'$  avec  $F_r' < F_r$ . L'effet de couplage décrit par le coefficient de saturation croisée est attribué au couplage non linéaire dans le milieu à gain.

Dans un laser bi-fréquence, le couplage est d'autant plus élevé que  $v_x$  et  $v_y$  sont proches. Ce couplage peut être quantifié par une constante de couplage  $C$  (sans unité contrairement à  $\theta_{xy(yx)}$ ) qui a été introduite initialement par W.E. Lamb [**Lamb 1964**] et peut être définie par [**Sargent 1974**] :

$$C = \frac{\theta_{xy} \theta_{yx}}{\beta_x \beta_y} \quad (\text{IV.4})$$

On peut remarquer que cette constante de couplage  $C$  permet de distinguer deux régimes de fonctionnement. Si  $C < 1$ , le couplage est faible et les deux modes peuvent osciller simultanément dans la cavité laser. Au contraire, si  $C > 1$  le couplage est fort et les deux modes n'apparaissent pas simultanément. Il apparaît dans ce cas des régimes de bistabilité entre les deux modes.

On peut également définir la constante  $C$  en fonction des fréquences des deux régimes d'oscillation de relaxation présents simultanément pour décrire le bruit en intensité du laser:

$$C = \left( \frac{1 - (F_r' / F_r)^2}{1 + (F_r' / F_r)^2} \right)^2 \quad (\text{IV.5})$$

Nous avons déjà insisté sur l'importance de la dynamique des oscillations de relaxation lorsqu'un laser de classe B est soumis à un retour optique. Dans la perspective d'une utilisation d'un laser de classe B bi-fréquence pour la détection par rétroinjection optique, il apparaît essentiel de caractériser la dynamique spécifique des oscillations de relaxation. Des expériences similaires ont déjà été rapportées dans la littérature par M. Brunel et al. [**Brunel 2005**], mais nous verrons l'importance des résultats établis lorsque nous caractériserons l'utilisation de ces sources lasers en rétroinjection optique.

#### 2.4.1. Montage pour la distinction des régimes en phase et en antiphase.

Nous avons déjà expliqué qu'un laser bi-fréquence, oscillant simultanément sur deux états de polarisation orthogonaux ( $C < 1$ ) est caractérisé par un bruit d'intensité sur chacun des deux modes. Sur les spectres RF des intensités  $I_x(t)$  et  $I_y(t)$ , cela correspond à deux pics d'oscillation de relaxation : l'un à basse fréquence  $F_r'$ , l'autre à une fréquence plus élevée  $F_r$ . Afin d'observer simultanément le bruit sur chacun des deux modes orthogonaux d'émission du laser bi-fréquence décrit au paragraphe IV.1, nous avons réalisé le montage représenté sur la figure IV.10.

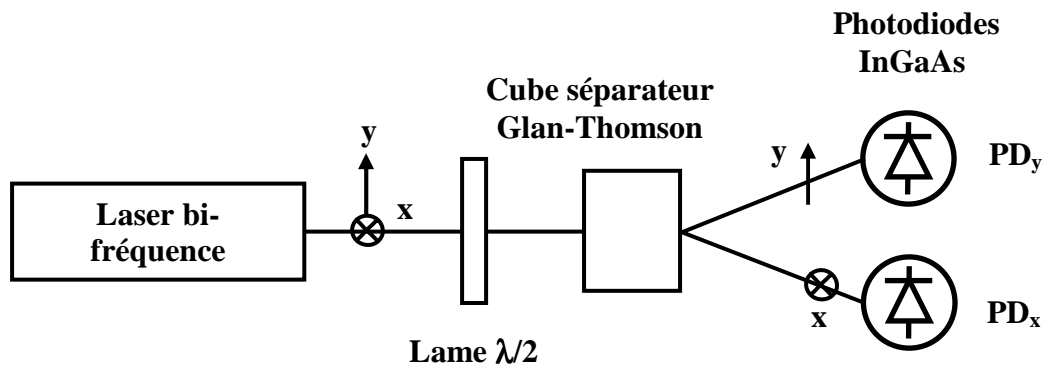


Figure IV.10 : Dispositif expérimental permettant de mesurer de façon corrélée le bruit en intensité sur les deux états de polarisation orthogonaux sur un laser verre phosphate Yb:Er.

Le faisceau est décomposé suivant les deux états de polarisation orthogonaux en utilisant un prisme séparateur biréfringent Glan-Thomson. La lame demi-onde placée devant le cube séparateur de polarisation permet d'ajuster l'orientation des deux états propres en sortie du laser pour les aligner sur les états propres du prisme Glan-Thomson.

La détection des intensités  $I_x$  et  $I_y$  a été effectuée de deux manières différentes : soit en utilisant deux photodiodes InGaAs identiques (Thorlabs modèle PDA 400, 10 MHz de bande passante) PD<sub>x</sub> et PD<sub>y</sub> munies de deux convertisseurs courant tension indépendants, soit en assemblant deux photodiodes InGaAs montées en opposition associées à un seul convertisseur courant tension, de façon à réaliser la différence entre les deux signaux  $I_x - I_y$ . Le spectre de bruit d'intensité des signaux obtenus est caractérisé sur un analyseur de spectre RF (Agilent modèle E4402B).



## 2.4.2. Résultats expérimentaux et discussion.

En ajustant convenablement l'orientation des lames quart d'onde dans la cavité laser, on choisit l'écart de fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  entre les deux modes de polarisation orthogonaux autour de 4 MHz. En sortie du cube séparateur de polarisation, les deux états de polarisation orthogonaux sont totalement dissociés en ajustant l'orientation de la lame  $\lambda/2$  pour minimiser l'effet de battement autour de 4 MHz détecté sur les voies PD<sub>x</sub> et PD<sub>y</sub>. Les puissances optiques associées à ces deux états de polarisation orthogonaux ont été mesurées respectivement égales à  $P_x=8,4$  mW et  $P_y=11,8$  mW. Les amplitudes des deux modes n'étaient donc pas rigoureusement identiques dans ce réglage, vraisemblablement en raison de la présence de légères anisotropies de pertes.

La figure IV.11 représente le spectre RF photodéfecté sur chacune des voies I<sub>x</sub> (ou I<sub>y</sub>) comparé au spectre obtenu en l'absence de séparateur de polarisation, c'est à dire lorsque l'on détecte l'intégralité du faisceau de sortie I<sub>x</sub> + I<sub>y</sub>. Pour détecter le signal I<sub>x</sub> + I<sub>y</sub>, on superpose les deux états en tournant la lame demi-onde de 22,5°, ce qui permet d'obtenir une puissance optique équivalente sur les deux photorécepteurs et ainsi de conserver l'alignement optique du dispositif.

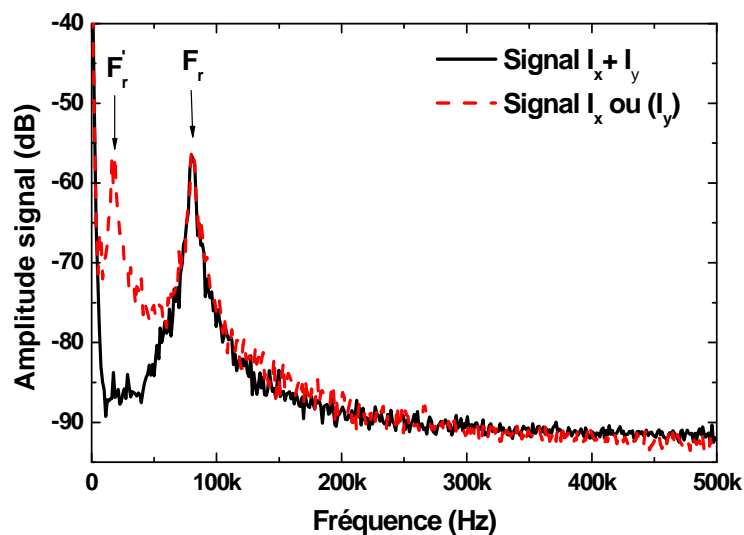


Figure IV.11 : Observation du bruit en opposition de phase correspondant aux oscillations de relaxation à basse fréquence sur les spectres RF des signaux électriques photodéfectés.

Sur ces spectres, il apparaît clairement deux pics aux fréquences  $F_r = 81$  kHz et  $F_r' = 17,9$  kHz correspondant aux deux régimes d'oscillations de relaxation. Le pic à basse fréquence n'apparaît que sur les signaux photodétectés individuellement sur chacun des états de polarisation orthogonaux. Ce pic est par contre absent sur le signal  $I_x + I_y$ . Cela démontre que le bruit à la fréquence  $F_r'$  est en opposition de phase sur les deux modes propres orthogonaux. A partir des fréquences de ces oscillations de relaxation, il devient également possible de calculer la constante de couplage  $C$  entre ces deux modes propres orthogonaux. En remplaçant les fréquences  $F_r$  et  $F_r'$  par leurs valeurs respectives dans l'équation (IV.5), on obtient alors un coefficient de couplage  $C=0,907$ . On peut donc supposer  $\beta_x=\beta_y=\theta_{xy}=\theta_{yx}=\beta$ . Ce coefficient est élevé et proche de l'unité en raison du recouvrement spatial quasi-parfait entre les deux modes propres dans le milieu à gain et de la très faible différence entre les deux fréquences propres optiques  $\nu_x$  et  $\nu_y$  associées à ces deux modes. Nous verrons l'importance de ce couplage lorsque nous étudierons le comportement théorique d'un laser bi-fréquence soumis à une rétroinjection optique (cf paragraphe IV.3).

Avec ce même dispositif expérimental, il est également possible d'enregistrer le spectre RF de la différence entre les deux signaux ( $I_x - I_y$ ). Pour cela, on remplace la détection individuelle sur chacune des voies par le montage où les deux photodiodes sont assemblées en opposition de façon à soustraire les deux courants photoélectriques détectés avant le convertisseur courant-tension. La figure IV.12 illustre les résultats obtenus en comparant les signaux  $I_x$  (ou  $I_y$ ) avec la différence  $I_x - I_y$ .

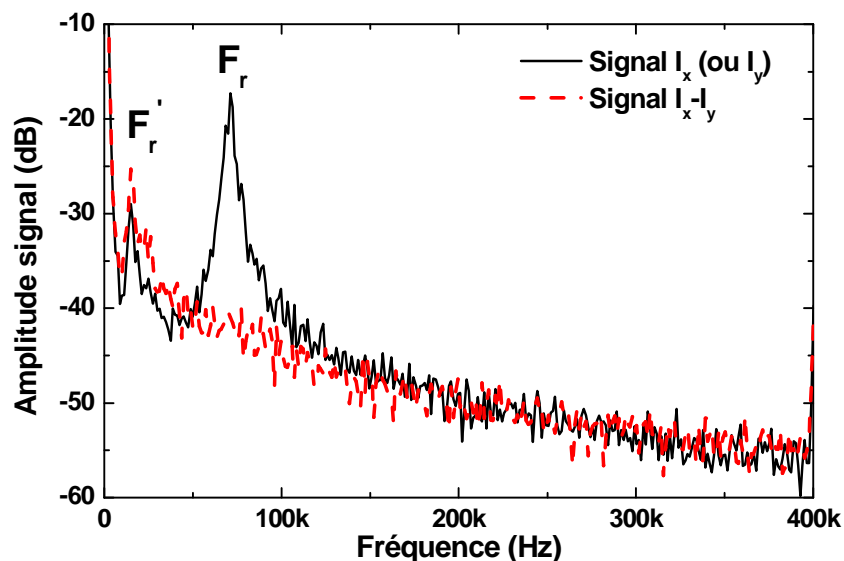


Figure IV.12 : Observation du bruit en phase correspondant aux oscillations de relaxation.

Le spectre en trait plein, correspond au bruit en intensité sur chacun des deux modes propres considérés individuellement. Il est obtenu en masquant l'une des voies de mesure. Si on compare ce spectre avec le spectre du signal différence, il apparaît que les oscillations de relaxation à haute fréquence sont en phase sur les deux modes propres orthogonaux.

Lorsque l'écart en fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  augmente, nous avons constaté une augmentation de la fréquence  $F_r'$  du pic des oscillations de relaxation dû au fonctionnement simultané sur deux modes orthogonaux, comme déjà rapporté dans la littérature [Brunel 2005]. L'existence du second pic à basse fréquence dans le spectre de bruit d'un laser de classe B fonctionnant sur deux états de polarisation, et son importance dans des expériences de rétroinjection optique, ont déjà été signalées par P. Nérin et al. [Nerin 1997].

Sur les spectres obtenus, on peut également remarquer qu'en dehors des deux pics d'oscillation de relaxation, respectivement en opposition de phase et en phase, il n'y a aucune corrélation sur le bruit détecté sur les deux états propres. Par conséquent, une détection par rétroinjection optique caractérisée par un battement en dehors de ces deux pics d'oscillations de relaxation ne permet pas d'espérer une amélioration du rapport S/B, que la détection se fasse individuellement sur chaque état propre ou simultanément sur l'ensemble du faisceau émis.

Après avoir caractérisé expérimentalement le fonctionnement du laser verre Yb:Er en régime bi-fréquence et son bruit en intensité, nous allons maintenant nous intéresser au comportement spécifique de ce type de laser lorsqu'il est soumis à une rétroinjection optique décalée en fréquence. Nous allons commencer par modifier les équations différentielles couplées du laser soumis à un effet de rétroinjection dans la cavité laser. Nous distinguerons plusieurs cas en fonction de l'état de polarisation du champ électrique rétroinjecté.

### 3. Modélisation d'un laser verre Yb:Er bi-fréquence soumis à une rétroinjection optique.

Lorsque nous avons modélisé le comportement d'un laser à solide de classe B soumis à un effet de rétroinjection optique (cf chapitre I), nous avons négligé le caractère vectoriel du champ électrique oscillant dans la cavité résonante. Pour modéliser de façon équivalente le comportement d'un laser bi-fréquence, les équations (IV.3) doivent être légèrement modifiées en raison du fonctionnement simultané sur les deux modes propres orthogonaux et du couplage entre ces modes dans le milieu à gain. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la constante de couplage  $C$  est mesurée voisine de 1. Dans la modélisation, nous allons supposer  $C=1$ , ce qui impose  $\beta_x=\beta_y=\theta_{xy}=\theta_{yx}=2B$  et simplifie considérablement les équations. Cela implique également de supposer  $F_r=0$ . La dynamique de ce laser à deux états de polarisation va être décrite par quatre équations différentielles couplées : deux équations décrivant l'évolution des inversions de populations  $N_x$  et  $N_y$  associées à chacun des deux modes propres  $x$  et  $y$ , et deux équations pour les champs électriques polarisés orthogonalement  $E_x$  et  $E_y$  oscillant simultanément dans la cavité résonante. L'utilisation d'équations décrivant l'évolution des modes oscillants en termes de champs électriques complexes plutôt qu'en terme d'intensité  $I_x$  et  $I_y$  associées est rendue nécessaire en raison de l'effet d'interférence qui se produit entre le champ oscillant dans la cavité et le retour optique.

Compte tenu des remarques précédentes, les équations différentielles du laser bi-fréquence soumis à un retour optique sont alors de la forme :

$$\begin{cases} \frac{dN_{x(y)}(t)}{dt} = (W_p - \gamma_r) \frac{n_T}{2} - (W_p + \gamma_r) N_{x(y)}(t) - 2B(I_x(t) + I_y(t)) N_{x(y)}(t) \\ \frac{dE_{x(y)}(t)}{dt} = \left( i\omega_{x(y)} + \frac{1}{2}(BN_{x(y)}(t) - \gamma_c) \right) E_{x(y)}(t) + \gamma_{ext} E_{inj.x(y)}(t) \end{cases} \quad (IV.6)$$

Où  $\omega_{x(y)} = 2\pi \cdot \nu_{x(y)}$  représentent les pulsations optiques respectivement associées aux deux modes orthogonaux en l'absence de retour optique et  $E_{inj.x(y)}(t)$  est la composante de champ réinjectée dans la cavité.

Dans ce jeu d'équations différentielles couplées, l'intensité totale  $I(t)=I_x(t)+I_y(t)$  peut être exprimée en fonction de l'amplitude des champs des deux états propres orthogonaux comme :

$$I_x(t) + I_y(t) = |\vec{E}_x + \vec{E}_y|^2 \quad (IV.7)$$

Ces champs sont des grandeurs complexes qui peuvent être décomposées en amplitude et en phase en utilisant la notation:

$$\vec{E}_{x(y)} = E_{cx(y)}(t) \cdot e^{j(\omega_{x(y)}t + \phi_{x(y)}(t))} \vec{u}_{x(y)} \quad (IV.8)$$

Où  $\vec{u}_x, \vec{u}_y$  sont les vecteurs unitaires associés respectivement aux états propres de polarisation orientés suivant (Ox) et (Oy). Le champ électrique caractérisant la rétroinjection optique est noté  $E_{inj.x(y)}$ . Ce champ rétroinjecté peut être relié à  $E_x$  ou  $E_y$  (ou à une combinaison linéaire de ces deux champs) en fonction de l'état de polarisation de l'onde rétroinjectée dans le laser.

En pratique, pour interpréter les résultats expérimentaux observés en rétroinjection optique, nous avons ajouté une sélection sur l'état de polarisation de l'onde rétroinjectée. Les deux méthodes choisies pour réaliser ce contrôle de l'état de polarisation en rétroinjection sont représentées sur la figure IV.13 [Kervevan 2007].

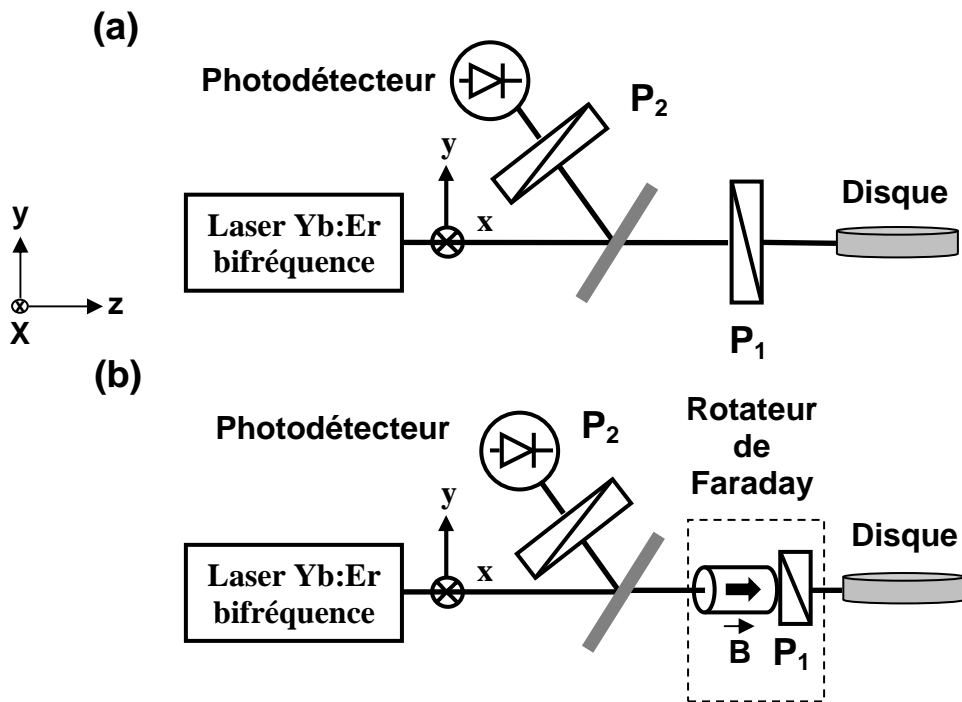


Figure IV.13 : Dispositif expérimental utilisé pour étudier le comportement d'un laser bi-fréquence soumis à un retour optique en fonction de l'état de polarisation réinjecté : (a) sélection de l'état de polarisation réinjecté par un simple polariseur  $P_1$  et (b) système de rotateur à effet Faraday pour le couplage entre les deux modes propres.

Dans le premier montage (figure IV.13.(a)), on utilise un simple polariseur rectiligne  $P_1$  pour sélectionner l'état de polarisation du faisceau réinjecté. Dans le second montage (figure IV.13.(b)), on combine un isolateur à effet Faraday et un polariseur  $P_1$  orienté à  $45^\circ$  des axes  $x$  et  $y$ . Par la suite, nous allons détailler l'intérêt de chacun de ces deux dispositifs. Après cette sélection de l'état de polarisation, le faisceau transmis est focalisé sur l'arête d'un disque en rotation qui sert de cible. La lumière incidente subit, au cours de la diffusion sur la cible en mouvement, un décalage de sa fréquence optique dû à l'effet Doppler. Ce décalage peut être noté  $\Omega_D$  en pulsation ou  $\nu_{\text{Doppler}}$  en fréquence optique (avec  $\Omega_D = 2\pi\nu_{\text{Doppler}}$ ). Nous allons maintenant décrire le comportement du laser bi-fréquence soumis à cette rétroinjection optique en fonction de l'état de polarisation sélectionné.

\* Cas de la figure IV.13.(a) :

Dans la configuration décrite sur la figure IV.13.(a), le polariseur  $P_1$  est orienté de façon à ne sélectionner qu'un seul des deux modes propres en sortie du laser. Si le mode sélectionné correspond à l'état de polarisation orienté suivant  $x$ , seul le mode propre à la fréquence  $\nu_x$  sera affecté par le retour optique. Le second mode à la fréquence  $\nu_y$  ne subit alors aucune perturbation au premier ordre.

Le champ réinjecté devient alors :

$$\begin{cases} \vec{E}_{\text{inj},x}(t) = E_{cx}(t - \tau) \cdot e^{j((\omega_x + \Omega_D)(t - \tau) + \phi_x(t - \tau))} \vec{u}_x \\ \vec{E}_{\text{inj},y}(t) = \vec{0} \end{cases} \quad (\text{IV.9})$$

Où  $\tau = 2D/c$  est le temps de vol entre le laser et la cible.

A la détection, le mélange entre les deux états de polarisation suivant  $x$  et  $y$  est réalisé en orientant le polariseur  $P_2$  à  $45^\circ$  par rapport aux modes propres du laser. Le second mode à la fréquence  $\nu_y$  sert alors seulement d'oscillateur de référence pour obtenir une détection hétérodyne sur le signal.

\*Cas de la figure IV.13.(b) :

La configuration décrite sur cette figure permet au contraire de réaliser, via le retour optique, un couplage entre les deux états de polarisation. L'angle d'orientation du rotateur de Faraday est ajusté afin de basculer l'un des deux états propres émis par le laser parallèle au polariseur  $P_1$ . Ce mode est donc transmis à travers ce polariseur tandis que l'autre est réjecté et ne contribue pas à la rétroinjection optique.

Pour simplifier, on peut donc supposer que le mode sélectionné est le mode propre polarisé suivant x. Après diffusion sur la cible, la lumière repasse une seconde fois à travers le rotateur de Faraday. En raison du caractère non réciproque de l'effet magnéto-optique, il résulte de ce double passage à travers le rotateur un basculement de l'état de polarisation rétroinjecté vers le laser sur le mode propre orienté suivant (y).

On aboutit alors à un couplage entre le mode propre orienté suivant x et le mode orienté suivant y, via le retour optique. Le champ électrique rétroinjecté peut ainsi se mettre sous la forme :

$$\begin{cases} \vec{E}_{inj,x}(t) = \vec{0} \\ \vec{E}_{inj,y}(t) = E_{cx}(t - \tau) \cdot e^{j((\omega_x + \Omega_D)(t - \tau) + \phi_x(t - \tau))} \vec{u}_y \end{cases} \quad (IV.10)$$

Dans cette seconde géométrie, le champ électrique  $E_x$  est sélectionné à l'émission et réinjecté sur le mode correspondant au champ électrique  $E_y$ , via l'élément Faraday.

Nous pouvons résoudre le système d'équations (IV.6) dans un cadre assez général. On distingue uniquement dans le résultat final les cas de figures IV.13.(a) et IV.13.(b). En l'absence de retour optique ( $\gamma_{ext}=0$ ), la recherche d'une solution analytique en régime stationnaire est simplifiée en supposant l'intensité sur les deux modes équilibrés  $I_x=I_y=I_{tot}/2$  ( $E_x=E_y=E/\sqrt{2}$ ). Dans ce cas, on peut aisément résoudre les équations (IV.6) en régime stationnaire pour obtenir:

$$\begin{cases} N(t) = N_x + N_y = N_s = \frac{2\gamma_c}{B} \\ I(t) = E^2(t) = E_s^2 = E_{sat}^2 \left( \frac{\beta}{\beta_s} - 1 \right) \end{cases} \quad (IV.11)$$

$$\text{Avec } \beta = \frac{W_p - \gamma_r}{W_p + \gamma_r}, \beta_s = \frac{N_s}{N_T} \text{ et } E_{\text{sat}}^2 = \frac{W_p + \gamma_r}{2B}.$$

Ces résultats peuvent être évidemment rapprochés de ceux établis dans le paragraphe I.2.2 pour un fonctionnement monomode sur un seul état de polarisation.

Lorsque le laser est soumis à une faible rétroinjection optique ( $\gamma_{\text{ext}} \ll \gamma_c$ ), on peut également résoudre analytiquement le jeu d'équations différentielles en supposant que la perturbation due au retour optique induit seulement une faible variation par rapport au régime stationnaire. Comme nous l'avons déjà présenté dans le chapitre I, on peut alors supposer une perturbation au premier ordre sur l'inversion de population  $N(t)$  et sur le champ électrique  $E(t)$  de la forme:

$$\begin{cases} N(t) = N_s + \Delta N(t) \\ E_{\text{cx}}(t) = E_{\text{sx}} + \Delta E_{\text{cx}}(t) \\ E_{\text{cy}}(t) = E_{\text{sy}} + \Delta E_{\text{cy}}(t) \end{cases} \quad (\text{IV.12})$$

$$\text{Où } E_{\text{sx}} = E_{\text{sy}} = \frac{E_s}{\sqrt{2}} \text{ et } \Delta N \ll N, \Delta E_{\text{cx(y)}} \ll E_{\text{sx(y)}}.$$

En remplaçant les expressions de  $N(t)$  et  $E_{\text{cx(y)}}(t)$  dans les équations IV.6, on aboutit à un jeu d'équations différentielles sur  $\Delta N(t)$  et  $\Delta E_{\text{cx(y)}}$  pour chacun des cas décrits sur la figure IV.13. La résolution de ce jeu d'équations aboutit à l'intensité finale photodétectée sur la photodiode placée après le polariseur  $P_2$  orienté à  $45^\circ$  par rapport à  $x$  ou  $y$ :

$$I_{\text{ph}} = \frac{I_s}{2} \left[ \frac{1 + \cos((\omega_x - \omega_y)t + \Delta\phi) + \gamma_{\text{ext}} \gamma_E(\omega_{\text{retro}}) \cdot \cos(\Omega_D t + \Delta\phi')}{1 + \gamma_{\text{ext}} \gamma_E(\omega_{\text{retro}}) \cdot \cos((\omega_x - \omega_y + \Omega_D)t + \Delta\phi'')} \right] \quad (\text{IV.13})$$

Avec  $\omega_{\text{retro}} = \Omega_D$  dans le cas de figure IV.13.(a) et  $\omega_{\text{retro}} = \omega_x - \omega_y + \Omega_D$  pour la géométrie de la figure IV.13.(b). Le facteur  $\gamma_E(\omega)$  dépend des différents paramètres figurant dans l'équation IV.6 ainsi que de la pulsation des oscillations de relaxation  $\Omega_R$  suivant la relation :



$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_E(\omega) = \frac{\sqrt{(W_p + \gamma_r)^2 \left(\frac{\beta}{\beta_s}\right)^2 + \omega^2}}{\sqrt{(\omega^2 - \Omega_{r(x)}^2)^2 + (W_p + \gamma_r)^2 \left(\frac{\beta}{\beta_s}\right)^2 \omega^2}} \\ \Omega_{r(x)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(W_p + \gamma_r) \cdot \gamma_c \cdot \left(\frac{\beta}{\beta_s} - 1\right)} \end{array} \right. \quad (IV.14)$$

où  $\Omega_{r(x)} = 2\pi \cdot F_{r(x)}$  représente la pulsation des oscillations de relaxation associée à chacun des deux modes propres orthogonaux, lorsque le laser fonctionne en régime spécifiquement bi-fréquence.

A partir de l'équation de  $\gamma_E(\omega)$ , on observe un effet de résonance très marqué de la réponse du laser bi-fréquence lorsque  $\omega_{\text{retro}}$  correspond à la pulsation des oscillations de relaxation  $\Omega_{r(x)}$  du laser en régime bi-fréquence. Cet effet de résonance est identique à celui déjà mentionné pour un laser de classe B monomode.

Par contre, les expressions IV.13 et IV.14 ne font apparaître aucune résonance spécifique autour de  $\Omega'_{r(x)}$ , c'est à dire autour des oscillations de relaxation en opposition de phase sur les deux modes. La raison de cette absence est directement liée aux hypothèses simplificatrices suggérées dans le modèle analytique. Lorsque l'on suppose  $C=1$ , cela entraîne  $\Omega'_{r(x)} = 2\pi F'_{r(x)} = 0$ . Ce modèle simple ne peut donc pas rendre compte des éventuels effets de résonance autour de  $\Omega'_{r(x)}$  comme ceux rapportés par P. Nérin et al [Nérin 1997]. Par contre, il s'est avéré suffisant pour modéliser le comportement de notre laser en vélocimétrie Doppler dans les deux géométries représentées sur la figure IV.13.

Dans l'équation IV.13, nous pouvons séparer trois contributions dynamiques sur le signal photodéecté. La première contribution est un battement à la fréquence  $\Delta v_{xy} = v_x - v_y$  dû au mélange optique entre les deux modes orthogonaux sur le polariseur  $P_2$ . Ce terme n'est pas influencé par la rétroinjection et il apparaît même en l'absence d'un retour optique. Pour interpréter physiquement le second et le troisième terme, nous pouvons supposer par exemple le cas de la figure IV.13.(a) où le mode x est rétroinjecté sur lui-même. Dans ce cas, le second terme modulé autour de  $\Omega_D$  représente la réponse directe du laser au retour optique. Le mélange est obtenu directement dans la cavité résonante et le battement autour de  $\Omega_D$  est

observé, même en l'absence du polariseur  $P_2$ . Le troisième terme modulé autour de  $\omega_x - \omega_y + \Omega_D$  correspond alors au mélange sur  $P_2$  entre le mode x perturbé par le retour optique et le mode y qui sert de référence pour une détection de type hétérodyne. Le troisième terme obtenu, centré autour de  $\omega_x - \omega_y$ , permet donc une détermination du signe du décalage de fréquence subit lors de l'interaction sur la cible. L'effet est équivalent au battement obtenu lors d'une détection hétérodyne, sauf qu'ici le décalage de fréquence n'est pas obtenu par un modulateur externe placé en sortie du laser, mais par l'écart en fréquence entre les deux modes propres orthogonaux.

L'utilisation du laser bi-fréquence en rétroinjection optique permet de réaliser une détection self-hétérodyne totalement passive, sans modulateur externe supplémentaire. Nous allons illustrer expérimentalement son intérêt en vélocimétrie Doppler pour réaliser une détermination de la vitesse et du sens de déplacement.

#### 4. Résultats expérimentaux.

Dans le chapitre II, paragraphe II.3 de ce mémoire de thèse, nous avons décrit une expérience de vélocimétrie par rétroinjection optique sur un laser monofréquence utilisant deux modulateurs acousto-optiques assemblés en opposition afin de réaliser une détection hétérodyne autour d'un battement. Ce montage expérimental permet, en plus d'une détermination de la vitesse de la cible, de discriminer le sens de déplacement.

Dans le paragraphe précédent, nous venons de voir qu'un laser bi-fréquence permet également - de façon totalement passive - d'envisager le même type de détection hétérodyne. Pour illustrer cela, nous avons réalisé expérimentalement les deux montages décrits sur la figure IV.13. Le laser bi-fréquence présenté sur la figure IV.1 est accordé de façon à obtenir un battement à faible fréquence (1-10MHz), proche des oscillations de relaxation du laser. Le décalage Doppler est obtenu par diffusion sur un disque tournant dont on peut contrôler la vitesse de rotation. Le système de détection est le même que celui utilisé dans la caractérisation du battement entre les deux états de polarisation du paragraphe IV.2.2.

Les premiers spectres présentés sur la figure IV.14 correspondent au signal photodéecté dans le cas de la configuration décrite sur la figure IV.13.(a). L'orientation des deux lames quart-d'onde dans la cavité résonante du laser est ajustée pour obtenir un écart de fréquence entre les deux modes propres  $\Delta\nu_{xy}=830$  kHz. Sur le signal photodéecté, cela correspond au pic à cette fréquence. Dans le modèle théorique présenté au paragraphe IV.3 et dont le résultat peut être résumé par l'expression IV.13, ce pic se retrouve sous la forme du premier terme dynamique à  $(\omega_x - \omega_y)$ . On retrouve également des oscillations de relaxation de part et d'autre du pic de battement puisqu'elles affectent de façon identique et en phase les deux modes propres. Le signal de rétroinjection optique décalé en fréquence par effet Doppler entraîne l'apparition de deux autres pics dans le spectre photodéecté, comme prévu dans le modèle théorique simplifié du paragraphe IV.3. Compte-tenu de la vitesse de rotation du disque servant de cible, le décalage Doppler  $\Delta\nu_D$  vaut 365 kHz lors de cette série d'expériences. Sur le spectre RF, on observe l'apparition d'un pic de battement centré autour de 365 kHz en présence du retour optique décalé en fréquence, ce qui correspond au second terme dans l'équation théorique IV.13.

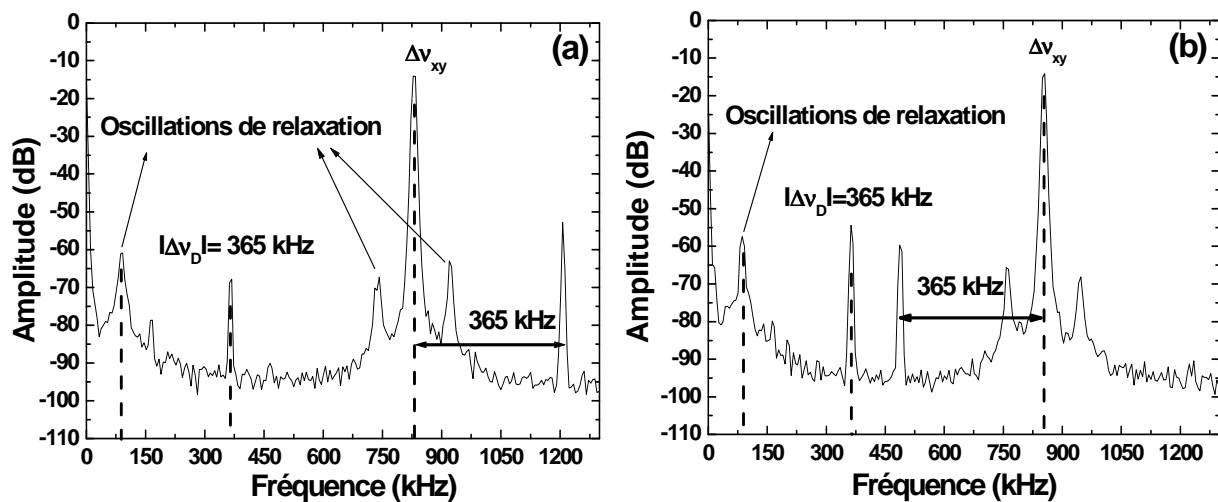


Figure IV.14 : Spectres RF du signal détecté en sortie du laser bi-fréquence avec un simple polariseur  $P_1$  sur le trajet du faisceau incident (dispositif expérimental de la figure IV.13.(a)) : (a) disque tournant dans le sens horaire (vecteur vitesse pointant vers le laser) ; (b) disque tournant dans le sens inverse (vecteur vitesse pointant à l'opposé).

Il s'agit simplement du battement obtenu sur le mode sélectionné par le polariseur  $P_1$ . Ce terme apparaît expérimentalement lorsque le polariseur  $P_2$  est orienté suivant (Ox) tandis qu'il s'éteint complètement quand on ne détecte que le mode de polarisation y ( $P_2$  est orienté suivant (Oy)). Sa position dépend de la vitesse absolue de la cible et non du sens de déplacement. Le fonctionnement en régime bi-fréquence n'apporte rien sur cet effet de battement que l'on observe classiquement sur un laser monomode. Lorsqu'on change le sens de rotation du disque, comme le montre la figure IV.14.(b), le pic ne subit aucune modification. Le second pic observé à proximité du pic de battement correspond au battement hétérodyne spécifique au laser bi-fréquence. Il caractérise le troisième terme de l'expression IV.13. Suivant le sens de déplacement, le pic se trouve à droite ou à gauche du pic de battement comme on peut le constater en comparant les figures IV.14.(a) et (b). L'amplitude de ce signal hétérodyne est identique au signal observé à basse fréquence, comme prévu dans l'expression IV.13. Par contre, la résonance observée est identique sur le pic de détection hétérodyne et ne dépend pas de la fréquence de battement  $\Delta v_{xy}$  ajustée sur le laser bi-fréquence. Autrement dit, on observerait la même amplitude sur le signal de détection

hétérodyne - pour un décalage Doppler donné - si la fréquence de battement  $\Delta\nu_{xy}$  était ajustée autour de plusieurs centaines de MHz.

Une seconde série d'expériences a été réalisée sur le laser bi-fréquence en utilisant le montage décrit sur la figure IV.13.(b). Dans ce montage, on rappelle que l'élément Faraday permet simultanément :

- de basculer la polarisation incidente de  $90^\circ$  et donc de permettre la perturbation par rétroinjection d'un mode sur l'autre.
- d'isoler l'autre mode des retours optiques provenant de la cible.

Comme prévu dans le modèle théorique, on retrouve un comportement relativement semblable à celui obtenu avec le seul polariseur  $P_1$  orienté pour ne sélectionner qu'un seul des deux modes propres. Une comparaison expérimentale des spectres obtenus avec les deux configurations IV.13.(a) et (b), pour un même décalage Doppler  $\Delta\nu_D=298$  kHz et un battement entre les deux modes propres ajusté autour de  $\Delta\nu_{xy} \approx 1200$  kHz, est donné sur la figure IV.15. Les deux spectres semblent identiques et on observe à la fois un pic autour de  $|\Delta\nu_D|$  et un pic autour  $\Delta\nu_{xy}+\Delta\nu_D$ .

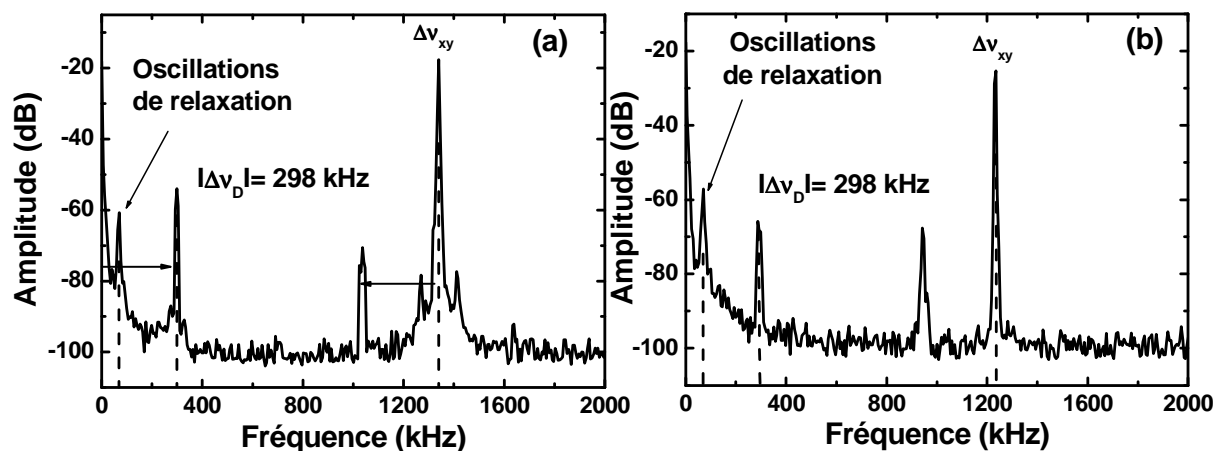


Figure IV.15 : Comparaison entre les spectres du signal détecté sans rotateur de Faraday (a) et avec rotateur de Faraday (b).

Cependant, en jouant sur l'orientation du polariseur  $P_2$  placé sur la voie de détection, on peut vérifier que l'élément Faraday permet effectivement de réaliser un couplage entre les deux états de polarisation. En effet, dans le montage de la figure IV.13.(a), le polariseur  $P_2$  doit être orienté à  $45^\circ$  des deux états propres afin d'obtenir un pic de détection hétérodyne à proximité

du pic de battement. En l'absence de ce polariseur, ou si son orientation est parallèle à x ou y, ce pic de détection disparaît sur le spectre RF du signal photodéecté.

Au contraire lorsqu'on utilise le montage de la figure IV.13.(b), on peut supprimer totalement le polariseur  $P_2$  pour conserver le signal à  $\Delta v_{xy} + \Delta v_D$  puisque le mélange se fait directement dans la cavité du laser. Pour observer le signal à  $|\Delta v_D|$ , il est toujours nécessaire d'avoir un polariseur  $P_2$  orienté à  $45^\circ$  des deux états propres. De même, lorsqu'on tourne  $P_2$  pour ne sélectionner que le mode propre de la cavité qui subit le retour optique -  $P_2$  est alors orienté perpendiculairement au mode sélectionné par l'élément Faraday +  $P_1$  - on retrouve les deux signaux de détection à  $|\Delta v_D|$  et  $\Delta v_{xy} + \Delta v_D$ . Par contre, si  $P_2$  est orienté pour ne détecter que le mode sélectionné par l'isolateur de Faraday et le polariseur  $P_1$ , il n'y a plus de perturbation détectée et les deux pics disparaissent.

Si on reprend le modèle théorique présenté au paragraphe IV.3, une autre différence entre les deux configurations apparaît sur l'amplitude des signaux détectés. En effet, on constate sur les expressions IV.13 et IV.14 que le facteur  $\gamma_E$  présente désormais une résonance pour un retour optique décalé de  $\Delta v_{xy} \pm F_{I(x)}$ . Par conséquent, il devient possible d'augmenter la sensibilité à la détection en ajustant l'écart de fréquence  $\Delta v_{xy}$  entre les deux modes propres orthogonaux. Ce point est illustré expérimentalement par la figure IV.16, en ajustant l'angle d'orientation  $\theta$  à  $1,2^\circ$  pour obtenir une fréquence de battement  $\Delta v_{xy} = 10$  MHz.

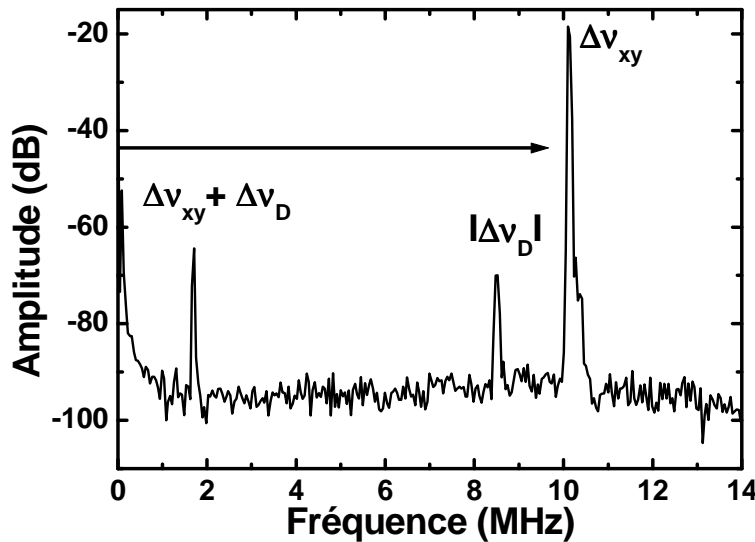


Figure IV.16 : Spectre RF avec un rotateur de Faraday et un pic de battement à fréquence élevée ( $\Delta v_{xy} = 10$  MHz) afin d'illustrer l'augmentation de la dynamique de mesure de vitesse.

Lorsqu'on augmente la vitesse de rotation du disque, le décalage Doppler peut atteindre plusieurs MHz sur notre montage. On ajuste donc le battement à  $\Delta v_{xy}$  de façon à ce que  $\Delta v_{xy} + \Delta v_D$  soit proche de la fréquence  $F_{r(x)}$ .

Sur le spectre représenté sur la figure IV.16, on constate que l'amplitude du signal de rétroinjection dû au couplage entre les modes orthogonaux est plus élevée autour de  $\Delta v_{xy} + \Delta v_D$  que celle obtenue autour de  $|\Delta v_D|$ , ce qui confirme la résonance du terme  $\gamma_E$  autour de la fréquence des oscillations de relaxation du laser  $F_{r(x)}$ .

On peut donc profiter de la réponse du laser bi-fréquence pour réaliser des mesures de vélocimétrie sur une gamme de vitesse très importante. En effet si on suppose connu l'écart en fréquence  $\Delta v_{xy}$  et si on réalise la détection sur le pic à basse fréquence, on peut donc détecter des décalages Doppler correspondant à  $\Delta v_D$  jusqu'à 750 MHz ( $c/4L$ ) avec un détecteur ayant une bande passante limitée à 1MHz. Cela illustre l'un des avantages supplémentaires que peut offrir un laser bi-fréquence en vélocimétrie Doppler. En plus de permettre une détermination du sens de déplacement, ce type de laser peut également permettre d'étendre la dynamique de mesure de la vitesse.

## 5. Conclusion.

Ce chapitre a été consacré à l'étude d'un laser bi-fréquence soumis à une rétroinjection optique. La première partie décrit le principe de mise en œuvre et les principales propriétés d'un laser verre Yb:Er dont le régime de fonctionnement bi-fréquence est obtenu par l'insertion dans la cavité résonante de deux lames quart d'onde. L'ajustement de l'écart en fréquence  $\Delta\nu_{xy}$  entre les deux modes propres orthogonaux est obtenu en orientant l'angle entre les axes neutres des deux lames. Le fonctionnement du laser en régime bi-fréquence a été validé expérimentalement sur une plage de réglage de  $\Delta\nu_{xy}$  comprise entre 0 et 200 MHz.

Le bruit en intensité du laser bi-fréquence a été caractérisé sur chacun des deux états propres orthogonaux, avec une mise en évidence des effets de corrélation entre les bruits observés sur les deux états. Le spectre de bruit de chaque état propre détecté séparément est caractérisé par deux fréquences d'oscillations de relaxation. Cette double résonance est caractéristique d'une paire d'oscillateurs fortement couplés. La mesure des deux fréquences d'oscillations de relaxation  $F_{r(x)}$  et  $F'_{r(x)}$  a permis de mesurer la constante de couplage  $C$  entre les deux modes propres. Pour une constante de couplage  $C$  proche de 1, le comportement dynamique du laser soumis à une rétroinjection décalée en fréquence a été modélisé en considérant plusieurs cas en fonction de l'état de polarisation sélectionné sur le retour optique.

Cette modélisation a ensuite été validée expérimentalement. Deux avantages essentiels se sont dégagés lors de cette étude. D'une part, il apparaît que la technique par rétroinjection réalisée sur un laser bi-fréquence permet de stabiliser l'écart en fréquence entre les deux modes propres oscillant simultanément dans le laser. D'autre part, le battement entre les deux modes propres aboutit à une détection hétérodyne sans utilisation de modulateur externe. En jouant au contraire sur un filtrage de l'écart de polarisation en sortie du laser, il devient possible par un couplage optique entre les deux modes d'obtenir une dynamique étendue pour des mesures de vitesse par effet Doppler.



## 6. Bibliographie.

**[Alouini 2001]** : M. Alouini, *"Etude théorique et expérimentale des lasers solides  $Er^{3+}$  et  $Nd^{3+}$  : applications des lasers bi-fréquences aux télécommunications optiques et hyperfréquences"*, thèse, université Rennes I, Laboratoire d'électronique quantique-Physique des lasers, (2001).

**[Bretenaker 1991]** : F. Bretenaker et A. Le Floch, *"Laser eigenstates in the framework of a spatially generalized Jones matrix formalism"*, JOSA B, **8**, 230-238, (1991).

**[Brunel 1997]** : M. Brunel, *"Etude théorique et expérimentale de quelques aspects nouveaux des lasers à un ou plusieurs axes de propagations. Applications"*, thèse, université Rennes I, Laboratoire d'électronique quantique-Physique des lasers, (1997).

**[Brunel 2005]** : M. Brunel, A. Amon et M. Vallet, *"Dual-polarization microchip laser at  $1.53\ \mu m$ "*, Optics Letters, **30**, 2418-2420, (2005).

**[Cui 2005]** : L. Cui et S. Zhang, *"Semi-Classical theory model for feedback effect of orthogonally polarized dual frequency He-Ne laser"*, Optics Express, **13**, 6558-6563, (2005).

**[Donati 1978]** : S. Donati, *"Laser interferometry by induced modulation of cavity field"*, Journal Applied Physics, **49**, 495-497, (1978).

**[Evtuhov 1965]** : V. Evtuhov et A.E. Siegman, *"A twisted-mode technique for obtaining axially uniform energy density in a laser cavity (Axially uniform energy density in laser cavity obtained, using birefringent sapphire quarter wave plates, ruby rod and two mirrors)"*, Applied Optics, **4**, 142-143, (1965).

**[Fei 2004]** : L. Fei et S. Zhang, *"Self-mixing interference effects of orthogonally polarized dual frequency laser"*, Optics Express, **12**, 6100-6105, (2004).

**[Greenstein 1969]** : H. Greenstein, *"Some Properties of a Zeeman Laser with Anisotropic Mirrors"*, Physical Review , **178**, 585-589, (1964).

**[Kervevan 2007]** : L. Kervevan, H. Gilles, S. Girard, M. Laroche et P. Leprince, *"Self-mixing laser Doppler velocimetry with a dual-polarization Yb:Er glass laser"*, Applied Physics B, **86**, 169-176, (2007).

**[Lamb 1964]** : W. E. Lamb, Jr., *"Theory of an Optical Maser"*, Physical Review, **134**, 1429-1450, (1964).

**[Laporta 2001]** : P. Laporta, S. Taccheo, M. Marano, O. Svelto, E. Bava, G. Galzerano et C. Svelto, "*Amplitude and frequency stabilized solid-state lasers in the near infrared*", Journal of Physics D: Applied Physics, **34**, 2396-2407, (2001).

**[Lai 2003]** : N.D. Lai, M. Brunel et F. Bretenaker, "*Two-frequency Er-Yb:glass microchip laser passively Q switched by a Co:ASL saturable absorber*", Optics Letters, **28**, 199-201, (2003).

**[Le Floch 1971]** : A. Le Floch et R. Le Naour, "*Polarization Effects in Zeeman Lasers with x-y-Type Loss Anisotropies*", Physical Review A, **4**, 290-295, (1971).

**[Le Floch 1973]** : A. Le Floch et Guy Stephan, "*La condition de résonance dans les lasers anisotropes contenant des lames biréfringentes*", C. R. Acad. Sc. Paris, **277**, 265-268, (1973).

**[Le Floch 1984]** : A. Le Floch, G. Ropars, J.M. Lenormand et R. Le Naour, "*Dynamics of laser Eigenstates*", Physical Review Letters, **52**, 918-921, (1984).

**[Liu 2004]** : G. Liu, S. Zhang, T. Xu, J. Zhu et Y. Li, "*Self-mixing interference in Zeeman-birefringent dual frequency laser*", Optics Communications, **241**, 159-166, (2004).

**[Liu (2) 2004]** : G. Liu, S. Zhang, L. Li, Y. Li et J. Zhu, "*A 450 MHz frequency difference dual-frequency laser with optical feedback*", Optics Communications, **231**, 349-356, (2004).

**[May 1996]** : A.D. May, P. Paddon, E. Sjerve et G. Stephan, "*An alternative interpretation of the Zeeman and Faraday laser*", Physical Review A, **53**, 2829-2841, (1996).

**[Morvan 2005]** : L. Morvan, D. Dolfi et J-P. Huignard, "*RF Photonics for Lidar Systems: Optically Pre-Amplified Dual-Frequency Lidar-Radar*", IEEE LEOS NEWSLETTERS, **19**, 12-13, (2005).

**[Nerin 1997]** : P. Nérin, P. Puget, P. Besesty et G. Chartier, "*Self-mixing using a dual-polarisation Nd:YAG microchip laser*", Electronics Letters, **33**, 491-492, (1997).

**[Otsuka 1994]** : K. Otsuka, "*Ultrahigh Sensitivity Laser Doppler Velocimetry with a Microchip Solid-State Laser*", Applied Optics, **33**, 1111-1114, (1984).

**[Porta 2002]** : P.A. Porta, D.P. Curtin et J.G. Mc Inerney, "*Laser Doppler velocimetry by optical self-mixing in vertical cavity surface emitting lasers*", IEEE Photonics Technology Letters, **14**, 1719-1721, (2002).

**[Sargent 1974]** : M. Sargent III, M.O. Scully et W.E. Lamb Jr., "*Laser Physics*", Addison-Wesley, (1974).

## CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Cette thèse avait pour objectif principal l'étude du comportement des lasers à solide à base d'erbium lorsqu'ils sont soumis à une rétroinjection optique et leur utilisation dans le domaine de la mesure. Cette thématique n'avait jamais été abordée au sein du laboratoire.

Le travail effectué a permis à la fois une caractérisation approfondie des perturbations induites dans le laser par un retour optique et la réalisation de différentes expériences pour illustrer l'utilisation de la rétroinjection sur ces lasers pour la mesure par voie optique.

Dans le premier chapitre, le principe de la rétroinjection optique est présenté dans un cadre général, en insistant sur les principaux paramètres qui peuvent influencer sur la réponse d'un laser à un retour optique. Les caractéristiques spécifiques des lasers de classe B sont explicitées en insistant sur l'incidence des oscillations de relaxation sur la réponse dynamique de ces lasers lorsqu'ils sont soumis à un retour optique décalé en fréquence. Une première comparaison des performances des lasers soumis à un retour optique est proposée à partir d'un critère semi-empirique appelé le facteur de mérite  $K$  par K. Otsuka. Cette première approche est ensuite affinée en établissant les expressions analytiques de l'amplitude de la réponse d'un laser perturbé par une rétroinjection optique.

Deux catégories de systèmes lasers – système à 3 et 4 niveaux – sont étudiées à partir des équations différentielles de l'inversion de population et du champ électrique. Les expressions analytiques de la perturbation permettent de faire apparaître des distinctions entre les deux types de systèmes laser. Les modèles théoriques sont ensuite comparés avec les mesures expérimentales obtenues sur deux systèmes lasers :

- un laser à 3 niveaux (laser verre phosphate dopé  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ )
- un laser à 4 niveaux (laser LNA: $\text{Nd}^{3+}$ )

Ces deux systèmes permettent de vérifier les hypothèses initiales sur l'influence du milieu amplificateur et des différents paramètres caractéristiques de la cavité résonante (longueur de la cavité laser, transmission du coupleur de sortie, taux de pompage) lorsque le laser est soumis à un retour optique.

Ces études sont une première étape pour sélectionner a priori le milieu amplificateur le plus adapté pour l'utilisation des lasers à solide en rétroinjection optique. Ils permettent également

une comparaison entre les différentes structures de cavités résonantes utilisables. Des géométries aussi différentes que les microlasers ou les lasers à fibre peuvent être comparées avec ces modèles analytiques simples. D'autre part, de nouveaux milieux amplificateurs tels que les microlasers à  $\text{YAG:Yb}^{3+}$  sont également envisageables. Fabriqués à partir des techniques céramiques, des wafers de grandes dimensions à faible coût permettent d'envisager une fabrication de microlasers dont les caractéristiques (durée de vie, transmission du coupleur de sortie) peuvent être bénéfiques pour exalter la réponse à une rétroinjection optique.

Dans cette partie, nous ne nous sommes pas intéressés au bruit du laser mais il serait très intéressant de modéliser ce bruit comme l'avait fait l'équipe d'E. Lacot sur un laser à base de néodyme afin de voir son influence sur la réponse de nos lasers soumis à un retour optique.

La seconde partie de cette thèse est consacrée à des mesures en rétroinjection optique sur un laser verre phosphate dopé  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  monomode longitudinal à fréquence fixe. Dans un premier temps, nous avons démontré une technique innovante de mesure de vitesse par rétroinjection optique à deux faisceaux. Cette technique donne accès à une mesure scalaire du vecteur vitesse. Elle permet donc de s'affranchir de l'orientation du système de mesure par rapport à l'orientation du vecteur vitesse. Cette technique a tout d'abord été validée expérimentalement en utilisant des composants d'optique classiques puis en réalisant un montage avec des composants optiques fibrés. Ce montage fibré permet d'obtenir une grande liberté d'ajustement de l'angle entre les deux faisceaux de mesure, ce qui permet d'adapter la dynamique et la résolution du montage à la vitesse que l'on cherche à mesurer. D'autre part, la technique fibrée permet en pratique de déporter la cavité laser de la zone de mesure.

Ces deux configurations permettent de mesurer des vitesses pouvant atteindre 30 m/s avec une résolution devenant comparable à des techniques courantes telles que la vélocimétrie laser Doppler (VLD). Par contre, elles ne permettent pas d'obtenir une information sur le sens de déplacement de la cible. Pour obtenir cette donnée supplémentaire, il est nécessaire de réaliser un décalage de la fréquence optique avant la rétroinjection. Plusieurs techniques de décalage optique sont évoquées pour réaliser cette méthode dite de détection self-hétérodyne. Parmi ces différentes techniques, nous avons ensuite retenu une détection classique utilisant deux modulateurs acousto-optiques placés en série. Ces deux modulateurs permettent d'ajuster la fréquence de décalage optique de façon à exciter un battement proche des oscillations de

relaxation du laser. Cette méthode a été mise en œuvre dans la configuration à deux faisceaux pour lever l'incertitude sur le sens de déplacement de la cible. Elle a été également utilisée pour réaliser des mesures de vibration par rétroinjection optique sur un laser verre phosphate dopé  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ . Des amplitudes de vibration sur une plage de 5 à 300 nm ont été mesurées pour des fréquences de vibration situées dans le domaine audible.

Dans cette partie, nous avons évoqué que les premiers travaux sur un décalage de fréquence par modulation intégrée avaient été validés sur un laser à fibre DFB et il serait très intéressant de les transposer au laser verre phosphate dopé  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ .

Le troisième chapitre a été consacré à la réalisation d'un capteur optique de mesure de distance par rétroinjection optique sur le laser verre phosphate dopé  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ . Pour réaliser cette mesure, la fréquence optique d'émission de notre laser doit être balayée continûment sans saut de modes longitudinaux. En pratique, nous avons adopté une technique simple basée sur un balayage opto-mécanique permettant de déplacer le miroir de sortie à l'aide d'une cale piézo-électrique. L'agilité en fréquence obtenue permet un balayage sur une dizaine de GHz avec un taux de répétition pouvant atteindre 100 balayages/s. Nous avons montré dans cette partie l'intérêt de combiner ce balayage avec un balayage de la fréquence optique imposé par un modulateur externe placé en sortie du laser. Cette modulation externe permet en effet de maintenir le battement obtenu à proximité des oscillations de relaxation du laser pour une dynamique de mesure de 10 cm à 10 m. La mesure obtenue est basée sur une estimation de la fréquence de battement à l'aide d'un fréquencemètre après démodulation du signal sur une détection synchrone. La précision obtenue est alors de l'ordre de 2,5 mm ce qui reste modeste en comparaison aux résultats obtenus avec des télémètres par déphasage classique. Toutefois, l'utilisation d'un balayage par un élément électro-optique placé intracavité combiné à un traitement de signal adapté à la nature du signal détecté doit permettre d'améliorer de façon significative les performances de ce système.

Dans le dernier chapitre, nous avons mis à profit l'isotropie optique du verre phosphate dopé  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  afin de réaliser un laser bi-fréquence puis d'étudier son comportement lorsqu'il est soumis à une rétroinjection optique.

Le régime de fonctionnement bi-fréquence de ce laser est contrôlé en insérant dans la cavité résonante deux lames quart d'onde dont l'orientation est ajustable. En contrôlant l'angle entre

les axes neutres des lames, l'écart en fréquence entre les deux états propres orthogonaux a pu être ajusté entre 0 et 200 MHz. Pour supprimer la gigue sur cet écart en fréquence, nous avons montré qu'il était possible de sélectionner l'un des modes en sortie du laser, de décaler sa fréquence optique à l'aide d'un modulateur externe puis de réinjecter ce mode sur l'autre mode afin de stabiliser l'écart de fréquence. La gigue résiduelle en régime d'auto-accrochage entre les modes est alors inférieure à 0,25 Hz et n'est limitée que par les fluctuations dues au synthétiseur de fréquence utilisé pour commander le modulateur externe.

Les corrélations sur le bruit entre les deux modes propres ont ensuite été caractérisées expérimentalement. Nous avons en particulier vérifié l'existence de deux pics d'oscillations de relaxation sur ce type de laser, respectivement attribués à des oscillations en phase et en opposition de phase sur les deux modes propres orthogonaux oscillant simultanément dans la cavité. La mesure des fréquences propres de ces types d'oscillations a permis de déterminer la constante de couplage entre les deux états propres.

Ce laser bi-fréquence a ensuite été utilisé pour réaliser des mesures de vélocimétrie par rétroinjection optique. Le battement entre les deux modes propres est obtenu soit en sortie du laser - par une détection hétérodyne classique -, soit intracavité - pour une détection self-hétérodyne -. On obtient alors une distinction du sens de déplacement de la cible de façon totalement passive, sans utiliser de modulateur actif en sortie du laser. Différents régimes de rétroinjection ont été étudiés en sélectionnant l'état de polarisation de l'onde réinjectée dans le laser. Les résultats expérimentaux sont comparés à un modèle théorique simple basé sur les équations des deux modes propres partiellement couplés.

Pour prolonger cette étude sur les lasers bi-fréquence soumis à une rétroinjection optique, nous pouvons envisager d'utiliser les deux modes propres orthogonaux dans un montage à deux faisceaux identique à celui exposé dans le chapitre II pour réaliser de la vélocimétrie afin d'obtenir une mesure scalaire du vecteur vitesse et une discrimination de son sens.

De plus, la technique d'asservissement du battement entre les deux modes propres d'un laser bi-fréquence par rétroinjection optique peut être envisagée à des fréquences de battement beaucoup plus élevées grâce à l'utilisation de modulateur intégré dont les fréquences de décalage peuvent atteindre 20 GHz. Ce domaine de fréquence est typiquement celui utilisé dans les techniques LIDAR-RADAR.

## Liste des publications

**[Kervevan 2004]** : L. Kervevan, H. Gilles, S. Girard et M. Laroche, *"Two-Dimensional Velocity Measurements With Self-Mixing Technique in Diode-Pumped Yb:Er Glass Laser"*, IEEE Photonics Technology Letters, **16**, 1709-1711, (2004).

**[Laroche 2005]** : M. Laroche, L. Kervevan, H. Gilles, S. Girard et J.K. Sahu, *"Doppler velocimetry using self-mixing effect in a short Er:Yb-doped phosphate glass fiber laser"*, Applied Physics B, **80**, 603-607, (2005).

**[Kervevan 2006]** : L. Kervevan, H. Gilles, S. Girard, M. Laroche et Y. Monfort, *"Absolute distance measurement with heterodyne optical feedback on a Yb:Er glass laser"*, Applied Optics , **45**, 4084-4091, (2006).

**[Kervevan 2007]** : L. Kervevan, H. Gilles, S. Girard, M. Laroche et P. Leprince, *"Self-mixing laser Doppler velocimetry with a dual-polarization Yb:Er glass laser"*, Applied Physics B, **86**, 169-176, (2007).

## Résumé

---

Le principal objectif de cette thèse a été de mettre en œuvre des lasers solide à base de verre phosphate codopé  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  pompés par diode afin d'étudier leur comportement lorsqu'ils sont soumis à une rétroinjection optique. Ces lasers présentent comme principaux avantages par rapport à d'autres sources une très grande sensibilité à la rétroinjection compte tenu des propriétés de l'ion  $\text{Er}^{3+}$  favorisant les oscillations de relaxation du laser. D'autre part, la longueur d'onde d'émission  $1,535\text{ }\mu\text{m}$  appartient au domaine de sécurité oculaire.

En premier lieu, nous avons établi les équations d'évolution temporelle de l'inversion de population et du champ électrique d'un laser à 3 niveaux ( $\text{Yb}:\text{Er}$ ) soumis à un retour optique décalé en fréquence. Nous avons ensuite réalisé une étude comparative de l'influence du milieu à gain (système à 3 niveaux  $\text{Yb}:\text{Er}$  ou à 4 niveaux  $\text{LNA}:\text{Nd}$ ) et des paramètres de cavité sur la sensibilité à la rétroinjection optique.

Les lasers réalisés ont été ensuite mis en œuvre dans divers expériences de rétroinjection optique permettant des mesures originales de vitesse, de distance ou de vibration pour la restitution d'un son.

La quatrième partie de ce mémoire est consacrée à la mise en œuvre d'un laser bi-fréquence. Un tel laser oscille simultanément sur deux états propres de polarisation orthogonaux dont les fréquences optiques sont légèrement décalées. On peut alors utiliser le battement entre ces deux états propres en rétroinjection optique pour réaliser une détection hétérodyne ou self-hétérodyne.

---

### *Theoretical and experimental studies of optical feedback on solid-state lasers*

---

The main objective of this PhD thesis was to implement solid-state lasers based on codoped  $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$  phosphate glasses pumped by laser diode and to study their behavior when submitted to an optical feedback. This kind of lasers presents as main advantages a very high sensibility to the optical feedback due to the optical properties of the  $\text{Er}^{3+}$  ion enhancing the relaxation oscillations. Moreover, the emission wavelength around  $1,535\text{ }\mu\text{m}$  belongs to the eye safe spectral domain.

First, we have established the rate equations of the population inversion and the electric field for a three-level laser ( $\text{Yb}:\text{Er}$ ) submitted to an optical feedback. We have done a comparative study of the influence of the amplifying medium (three-level system  $\text{Yb}:\text{Er}$  or four-level system  $\text{LNA}:\text{Nd}$ ) and cavity parameters on the sensitivity due to the optical feedback.

The home-made lasers were implemented in optical feedback experiments allowing original measurement of speed, absolute distance or vibration for optical detection of sound restitution.

The fourth part of this thesis deals with the behavior a dual frequency laser submitted to a optical feedback. Such a laser oscillates simultaneously on two polarization eigenstates whose optical frequencies are slightly different. The beating mode between these two eigenstates allows self-heterodyne detection.

**Key words :** solid-state lasers, feedback, optical measurements, optical sensors

---

**Mots clés :** lasers à solide, rétroaction, mesures optiques, capteurs optiques

---

### **Discipline :**

Milieux Dilués et Optique Fondamentale

---

### **Intitulé et adresse du laboratoire :**

Centre Interdisciplinaire de Recherche Ions Lasers (CIRIL)  
ENSICAEN, CNRS, CEA, Université de Caen, 6, boulevard Maréchal Juin 14050 CAEN Cedex France

Equipe Lasers, Instrumentation Optique et Applications (LIOA)